ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 21 FÉVRIER 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie la mort de M. **Joseph Bethenod**, survenue ce jour, à Paris.

M. **Louis de Broglie** rappellera ses principaux travaux.

La séance est levée en signe de deuil.

HISTOIRE DES SCIENCES. — *Sur la première introduction de quelques plantes cultivées en Normandie, d'après le* Journal du Sire Gilles de Gouberville (1549-1562). Note de M. **Auguste Chevalier.**

Tous les historiens qui étudient le passé de la Normandie connaissent le *Journal du Sire de Gouberville* (1). C'est un manuscrit précieux (publié depuis 50 ans) qui fournit des renseignements sur la vie en Basse-Normandie au XVIe siècle. L'une des parties, qui va de 1557 à 1562, fut découverte par l'abbé Tollemer dans une bibliothèque privée de la Manche, vers 1867; l'autre partie, la première en date, qui s'étend de 1549 à 1552, fut trouvée ensuite dans le chartrier de Saint-Pierre-Église (Manche) et mise à jour par le comte A. de Blangy. L'ensemble du manuscrit a été publié, en deux forts volumes, dans les Mémoires de la *Société des Antiquaires de Normandie* en 1893 et en 1895. Le Sire Gilles de Gouberville (1521-1578) était un gentilhomme campagnard, lieutenant des eaux et forêts, résidant sur la terre du Mesnil-au-Val en la vicomté de Valognes. Le manuscrit n'était pas destiné à être publié; c'est une sorte de livre de raison, un memento, comme nous dirions aujourd'hui, où le sire de Gouberville a noté jour par jour tout ce qu'il avait fait, toutes ses dépenses, tous ses déplacements. Ce *Journal*, qui s'étend de 1549 à 1562, relate le plus souvent des faits d'une minime importance. Si on a le courage de le lire jusqu'au bout, on constate qu'il fournit une foule de données sur l'état

---

(1) *Journal manuscrit du Sire de Gouberville et du Mesnil-au-Val, gentilhomme campagnard au Cotentin de* 1553 *à* 1562, vol. in-8°, Valognes, 1872.

social du pays à l'époque où il a été rédigé. Il nous renseigne aussi sur la situation de l'Agriculture dans la Basse-Normandie au XVI[e] siècle, et cela nous est d'autant plus précieux que le *Journal* a été rédigé environ 50 ans avant la publication du *Théâtre de l'Agriculture* d'Olivier de Serres (1600). Or Gilles de Gouberville, d'après ses notes, avait l'esprit tout aussi progressif que le Seigneur du Pradel. Ce n'est donc pas seulement dans le Midi que l'Agriculture se perfectionnait. Le Seigneur de Gouberville nous montre, sans le faire exprès, qu'en Normandie au XVI[e] siècle on améliorait aussi les techniques agricoles et l'on s'intéressait à des plantes nouvellement introduites qui allaient bientôt se répandre. L'Agriculture pratiquée par Gouberville et par Olivier de Serres est plus qu'une renaissance ; avec ces deux excellents cultivateurs nous assistons à la naissance de l'Agriculture moderne, qui s'épanouira au XIX[e] siècle et qui laisse loin derrière elle celle de Varon et Columelle. Certaines des plantes citées dans le *Journal de Gouberville* n'avaient pu encore être identifiées, les appellations que leur donne Gouberville étant inconnues des historiens. Nous avons cru utile de combler cette lacune et nous attirons en même temps l'attention sur la provenance probable de certaines de ces plantes, introduites depuis moins d'un siècle en France quand le Sire normand les mentionna, ou même nouvelles pour la France. Son *Journal* est le premier document qui signale en Normandie les espèces qui suivent :

Sainfoin. — Gouberville le désigne sous le nom de *Coqueraye*. Le 9 avril 1562, il écrit : « Je fys semer de la Coqueraye aux Croultes » ; l'abbé A. Tollemer, commentateur du manuscrit, avoue n'avoir pu identifier cette plante, Le Sainfoin se nomme *Cock's head* (Tête de coq) en anglais, *Coqueraye* est une déformation de ce mot. C'est la preuve aussi que le Sainfoin est venu d'Angleterre en Normandie. Le Sainfoin (*Onobrychis sativa*) avait dû être apporté d'Espagne en Angleterre peu de temps auparavant. Le *Journal de Gouberville* est le plus ancien document qui fasse mention de cette culture en France. Olivier de Serres l'indique en 1600 sous le nom d'*Esparcet*, comme cultivé depuis peu en Dauphiné. C'est seulement au XVIII[e] siècle qu'il a commencé à se répandre en France et qu'il a pris le nom de *Sainfoin*; cette dernière appellation avait été donnée jusqu'à ce moment à la Luzerne, encore inconnue au XVI[e] siècle en Normandie. En somme, Gouberville cultiva, et cela était nouveau en Normandie, une prairie artificielle de Légumineuse vivace.

Le Melon. — Le 19 août 1549, Gouberville note sur son *Journal* : « Le lundi 19[e], dès le matin je fus à Cherbourg, j'achatte de Carreleur un quartier de bœuf 25 sols; sa femme me donna ung Ponpon, une Cytrole et une Rave ». Carreleur était boucher de son métier. Le *Ponpon*, la *Cytrole* et la *Rave* provenaient, je suppose, de son jardin. Les produits cités devaient être rares et nouveaux puisqu'on les offrait en cadeau.

Ce mot *Ponpon*, dans le vieux français du XVI[e] siècle, est synonyme de Melon. Grégoire écrit que « nous devons probablement les Melons aux conquêtes de

Charles VIII en Italie; ils devinrent par la suite communs en France et furent en 1586 l'objet d'un traité de Jacques de Pons qui les croit venus primitivement d'Afrique en Espagne et en Italie. En 1549 le Melon était bien une nouveauté, même dans le Midi de la France, puisque Olivier de Serres écrit qu'il était inconnu de nos prochains pères grands ».

La Rave de Gouberville. — Le mot *Rave* désigne aujourd'hui tantôt une variété de Navet, tantôt le gros Radis noir ou même le Chou-rave (Rutabaga). Il ne peut s'agir ici du navet; Gouberville en cultivait des champs entiers (il les nomme *Naveaulx*); il n'avait donc pas besoin qu'on lui en donne; quant au Radis-rave ou Raifort et au Chou-rave, ils n'étaient pas encore introduits chez nous. Nous nous sommes demandé ce qu'était la Rave de Cherbourg, si précieuse qu'on n'en offrait qu'une seule. Il n'existait qu'une plante à cette époque, introduite depuis peu en France, qui nous semble pouvoir répondre à cette appellation, c'est la *Betterave.* Ce nom n'existait pas encore; le mot Betterave a été employé pour la première fois par Olivier de Serres en 1600: « Une espèce de pastenade (Panais ou Carotte) est la betterave laquelle nous est venue d'Italie n'a pas longtemps; c'est une racine fort rouge, assez grosse, dont les feuilles sont des bettes ». Il s'agit bien entendu de la Betterave de jardin, car la Betterave fourragère ne devait apparaître chez nous qu'à la fin du XVIIIe siècle.

La Citrouille. — Le nom *Cytrole* désigne sans nul doute la Citrouille (*Cucurbita maxima*) introduite d'Amérique après la découverte du Nouveau Monde en 1492. Gouberville en cultivait lui-même, puisque le 19 octobre 1556 « il envoyet porter des Cytroles » à son beau-frère.

Olivier de Serres écrit que l'engeance des Citrouilles « nous est venue du royaume de Naples et d'Espagne, de différentes espèces dont les aucunes sont de monstrueuse grosseur et pesanteur ».

Des botanistes pensent que la Citrouille fut introduite en France à la suite de la campagne de Charles VIII dans le royaume de Naples en 1493.

La Citrouille, originaire d'Amérique, était passée par l'Italie avant d'arriver chez nous, et il avait suffi de moins de cinquante ans pour qu'elle arrivât dans le Cotentin.

Deux autres plantes, originaires aussi d'Amérique, ne sont pas citées dans le *Journal* : la Pomme de terre et le Haricot. Elles n'étaient pas encore introduites dans le Cotentin à l'époque de Gouberville. Pour la Pomme de terre, il semble qu'elle nous est venue en Normandie d'Angleterre où elle était cultivée en 1634. Elle n'est arrivée dans le Nord-Ouest de la France qu'au XVIIIe siècle, et elle porta longtemps le nom de *Patate*, dérivant sans doute du nom anglais *Potato.*

Quant au Haricot, le Dr F. Gidon croit qu'il est arrivé en France, d'après un poème italien, dans la corbeille de mariage de Catherine de Médicis quand elle vint épouser Henri II; l'auteur du poème recommandait à Alexandre de Médicis de donner à sa sœur des graines de Haricot, cultivé dès 1533 dans

certains monastères italiens, afin, dit le poème, « d'en béatifier les rives de la Loire ». Il y eut probablement plusieurs introductions, car en Normandie on désigne le Haricot sous le nom de *Pois de mer*, ce qui semble indiquer qu'il nous est venu directement d'Amérique par voie maritime.

L'Artichaut. — Gouberville faisait cultiver des Artichauts dans son jardin du Mesnil-au-Val. Le 17 juin 1552 il note en effet : « Le vendredi 17, Symonnet (c'est son frère) fut à Gonneville porter à Mons le Vicomte des artichaulz ».

L'Artichaut devait encore être une très grande rareté en France à cette époque. Les Artichauts, rares du temps de Pline et qui paraissent indigènes dans l'Andalousie, avaient été ensuite abandonnés. Hermelao Barbora raconte qu'en 1473 à Venise, ils parurent une nouveauté. Vers 1466, ils avaient été portés de Naples à Florence, d'où selon Ruel, ils passèrent en France au commencement du XVIe siècle. C'est sous Henri VIII qu'ils arrivèrent en Angleterre ([2]).

Olivier de Serres citait aussi l'Artichaut comme d'introduction récente en France. Arthur Thomas rapporte qu'on en servait aux repas somptueux de Henri III, qui régna à partir de 1574.

Les quatre dernières plantes que nous venons de citer, même la Citrouille, originaire d'Amérique, provenaient certainement d'Italie. Par quelles voies étaient-elles arrivées dans le Cotentin? Peut-être avaient-elles été apportées par les soldats des campagnes en Italie de Charles VIII ou de François Ier, à moins qu'elles n'aient été introduites par les Italiens attirés à Blois par Catherine de Médicis.

Le Lin sauvage. — Gouberville cultivait sur une grande échelle le Lin et le Chanvre, ce qui n'a rien de surprenant, puisque ces deux plantes textiles étaient déjà connues à l'époque gauloise, et leur culture a persisté en Normandie jusqu'à nous. Mais il est aussi question dans le *Journal*, d'un Lin sauvage. Il écrit le 8 avril 1552 : « Je fis semer dès le matin du lin sauvage et du tremoys (Blé de printemps) »; deux ans auparavant il avait reçu des graines de « Lin saulvage » de sa sœur qui vivait dans la Hague.

Nous nous sommes demandé de quelle plante il pouvait bien s'agir.

Dans la région de Cherbourg, on désigne de nos jours sous le nom de *Lin sauvage*, le *Linum obtusifolium* Huds., spontané et commun sur les coteaux au bord de la mer. Il s'agit sans doute de cette espèce qui n'atteint à l'état sauvage que 2 à 3^{dm} de haut. Ce n'était donc pas comme textile qu'il l'ensemençait, mais probablement afin d'en récolter les graines pour l'usage médicinal interne.

Les autres plantes cultivées citées dans le *Journal de Gouberville* sont des espèces identifiées depuis longtemps et dont l'histoire est bien connue.

([2]) GRÉGOIRE, *Essai historique sur l'état de l'Agriculture au* XVIe *siècle. Introduction au Théâtre de l'Agriculture, d'Olivier de Serres*, édition de 1804, in-8°, 1.

DYNAMIQUE DES MACHINES. — *Définition d'un quasi-équilibrage statique et dynamique.* — Note de M. **Maurice Roy**.

I. La définition classique de l'*équilibrage parfait* d'une machine revient à spécifier que la résultante (équilibrage statique) et le moment résultant (équilibrage dynamique) des forces d'inertie de tous ses organes mobiles sont identiquement nuls.

Pour l'équilibrage dynamique, cette définition implique un état de *régime* établi, que l'on caractérise par une rotation uniforme de l'arbre principal, dont le mouvement commande celui de tous les autres organes mobiles.

Dès que certains organes sont animés d'un mouvement autre qu'une telle rotation, cette définition ne peut être satisfaite rigoureusement. En outre, pour un moteur alternatif et polycylindrique par exemple, on sait qu'un équilibrage statique rigoureux (immobilité du centre de gravité) est déjà, en général, irréalisable.

Puisque l'équilibrage n'est le plus souvent réalisé que d'une manière *approchée*, il paraît désirable d'introduire la notion d'un *quasi-équilibrage* dont la présente Note propose une définition et signale l'intérêt dans l'étude des vibrations.

II. On fait abstraction de la déformabilité de tous les organes, fixes et mobiles, de la machine. Le *mouvement propre* des organes mobiles se définit par rapport au stator rigide et l'on suppose l'arbre principal en rotation uniforme. On désigne par G' le centre de gravité *instantané* de la machine, par G sa position moyenne par rapport au stator (moyenne dans le temps pour les diverses positions angulaires de l'arbre principal en rotation uniforme). On prend pour axes de référence un trièdre mobile $Gxyz$ lié au stator et l'on note (a', b', c') les coordonnées de G', (x, y, z) celles du centre d'un élément δm de la machine.

On dit que la machine est :

statiquement quasi-équilibrée, si (a', b', c') et leurs dérivées premières et secondes sont petites, du premier ordre au moins (la course l d'un piston et la période T du mouvement de régime, par exemple, définissent ici une longueur et un temps finis);

dynamiquement quasi-équilibrée, si toutes les grandeurs à variation périodique telles que $\int \delta m x\, dx/dt$ et $\int \delta m x\, dy/dt$ (avec permutation des x, y, z) sont à variations petites, du premier ordre au moins, par rapport à leurs valeurs moyennes.

Le *premier ordre* ainsi considéré définit l'*approximation du quasi-équilibrage* réalisé.

III. L'estimation de ce degré de précision présente un intérêt pratique car, faute de définition appropriée, on raisonne en général comme si l'équilibrage parfait était réalisé, et l'on se place ainsi dans des conditions par trop idéales.

Cet intérêt apparaît, notamment, lorsqu'il s'agit d'étudier les *vibrations* d'une machine fonctionnant en régime sur des appuis déformables et doués, en première approximation, des propriétés classiques d'élasticité et d'amortissement.

On définit alors un état d'équilibre de référence (d'indice zéro), dans lequel la machine est immobile sur ses appuis, ses organes mobiles étant bloqués dans une configuration arbitraire de référence et les actions extérieures autres que les réactions des appuis se réduisant à son poids $\overline{P}$ et à la valeur moyenne pendant la période $\overline{\Gamma_{em}}$ du couple résistant que le récepteur exerce en régime sur l'arbre principal. Le mouvement d'entraînement de la machine est défini par les coordonnées linéaires (a, b, c) et angulaires (α, β, γ) du trièdre fixe $G_0x_0y_0z_0$ (position de $Gxyz$ dans l'équilibre de référence) par rapport à $Gxyz$. Envisageant les ***petites vibrations***, on suppose $(a, b, c, \alpha', \beta', \gamma')$ petits, ainsi que leurs dérivées premières et secondes.

Par rapport aux axes $Gxyz$, on note $(\mathfrak{X}, \mathfrak{Y}, \mathfrak{Z}, \mathfrak{L}, \mathfrak{M}, \mathfrak{N})$; $(X_e, \ldots, N_e)$ les composantes de la résultante et du moment résultant des réactions des appuis, et des actions extérieures agissant sur la machine (ces dernières supposées réduites au poids $\overline{P}$ et au couple résistant $\overline{\Gamma_e}$).

Pour tenir compte de l'élasticité et de l'amortissement des appuis, on met $(\mathfrak{X}, \ldots, \mathfrak{N})$ sous la forme

$$(1)\quad \begin{cases} \mathfrak{X} = \mathfrak{X}_0\left[1 + a\dfrac{\lambda^2_{X_a}}{g} + \dfrac{da}{dt}\dfrac{2\mu_{X_a}}{g} + \ldots + l\gamma\dfrac{\lambda^2_{X_\gamma}}{g} + l\dfrac{d\gamma}{dt}\dfrac{2\mu_{X_\gamma}}{g}\right]; \ \ldots; \ \ldots; \\ \mathfrak{L} = \mathfrak{L}_0\left[1 + a\dfrac{\lambda^2_{L_a}}{g} + \dfrac{da}{dt}\dfrac{2\mu_{L_a}}{g} + \ldots + l\gamma\dfrac{\lambda^2_{L_\gamma}}{g} + l\dfrac{d\gamma}{dt}\dfrac{2\mu_{L_\gamma}}{g}\right]; \ \ldots; \ \ldots; \end{cases}$$

les 72 coefficients λ_{X_a}, μ_{X_a} (avec permutation des indices X, Y, Z, L, M, N et ***a, b, c, α, β, γ***) étant positifs, inverses du temps et caractérisant l'élasticité et l'amortissement des appuis complexes à l'égard de chaque composante $(\mathfrak{X}, \ldots, \mathfrak{N})$ de réaction et de chaque déplacement $(a, \ldots, \gamma)$.

Par l'hypothèse du *quasi-équilibrage*, et ω désignant la pulsation fondamentale du régime, les ***équations différentielles des vibrations*** de la machine, équations limitées aux termes du premier ordre, s'écrivent finalement :

$$(2)\quad \begin{cases} \dfrac{d^2a}{dt^2} - \left(\dfrac{da}{dt}2\mu_{X_a} + \ldots + l\dfrac{d\gamma}{dt}2\mu_{X_\gamma}\right)\varepsilon_{X_0} - (a\lambda^2_{X_a} + \ldots + l\gamma\lambda^2_{X_\gamma})\varepsilon_{X_0} \\ \qquad + (\alpha\varepsilon_{X_\alpha} + \ldots + \gamma\varepsilon_{X_\gamma})g \\ \quad = \omega^2 l\sum_n I_{X_n}\sin(n\omega t + \psi_{X_n}); \ \ldots; \ \ldots; \\ l\dfrac{d^2\alpha}{dt^2}A_0 - l\dfrac{d^2\beta}{dt^2}F_0 - l\dfrac{d^2\gamma}{dt^2}E_0 - \omega l\dfrac{d\beta}{dt}2\Pi_{xy_0} - \omega l\dfrac{d\gamma}{dt}\Pi_{zx_0} \\ \qquad - \left(\dfrac{da}{dt}2\mu_{L_a} + \ldots + l\dfrac{d\gamma}{dt}2\mu_{L_\gamma}\right)\varepsilon_{L_0} - (a\lambda^2_{L_a} + \ldots + l\gamma\lambda^2_{L_\gamma})\varepsilon_{L_0} \\ \quad = \omega^2 l\sum_n J_{L_n}\sin(n\omega t + \psi_{L_n}) + g(\varepsilon_{L_0} - \varepsilon_L); \ \ldots; \ \ldots. \end{cases}$$

Les coefficients sans dimension I et J (d'ordre au moins égal au premier) résultent des développements

$$(3)\quad \left\{\begin{aligned} &\frac{d^2a'}{dt^2} = \omega^2 l \sum_n I_{X_n} \sin(n\omega t + \psi_{X_n});\ \ldots;\ \ldots;\\ &\int \delta m \left(y\frac{d^2z}{dt^2} - z\frac{d^2y}{dt^2}\right) = \frac{P}{g}\omega^2 l^2 \sum_n J_{L_n} \sin(n\omega t + \psi_{L_n});\ \ldots;\ \ldots. \end{aligned}\right.$$

Les A_0, ..., F_0 sont les coefficients, sans dimension et au plus finis, des développements des moments A, B, C, et produits D, E, F d'inertie par rapport à $Gxyz$;

$$(4)\quad \left\{\begin{aligned} &A = \frac{P}{g} l^2 \left[A_0 + \sum_n A_n \sin(n\omega t + \psi_{A_n})\right];\ \ldots;\ \ldots;\\ &D = \frac{P}{g} l^2 \left[D_0 + \sum_n D_n \sin(n\omega t + \psi_{D_n})\right];\ \ldots;\ \ldots. \end{aligned}\right.$$

Les Π_{xy_0} sont les coefficients similaires des développements

$$(5)\qquad \int \delta m x \frac{dy}{dt} = \frac{P}{g}\omega^2 l^2 \left[\Pi_{xy_0} + \sum_n \Pi_{xy_n} \sin(n\omega t + \psi_{xy_n})\right];\ \ldots;\ \ldots.$$

Enfin les ε_{X_0}, ..., ε_{N_0} et ε_L, ..., ε_N sont des coefficients, sans dimension et au plus finis, des composantes (X_e, ..., N_e) du système des forces extérieures limitées au premier ordre

$$(6)\quad X_e = P[\varepsilon_{X_0} + \alpha\varepsilon_{X_\alpha} + \beta\varepsilon_{X_\beta} + \gamma\varepsilon_{X_\gamma}];\ \ldots;\ \ldots;\ L_e = lP\left[\varepsilon_L + \frac{b'}{l}\varepsilon_{Z_0} - \frac{c'}{l}\varepsilon_{Y_0}\right];\ \ldots;\ \ldots;$$

où les ε_L, ..., ε_N sont développables en $\varepsilon_L = \varepsilon_{L_0} + \sum_n \varepsilon_{L_n} \sin(n\omega t + \psi\varepsilon_{L_n})$.

L'étude détaillée de l'établissement du système (2) des équations aux vibrations montre que *c'est l'hypothèse du quasi-équilibrage selon la définition donnée en* II *qui réduit à des constantes les coefficients de ces équations différentielles linéaires*. La précision spécifiée du quasi-équilibrage *mesure et rend homogène le degré d'approximation* de ces équations elles-mêmes, dont la solution est classique et de propriétés connues. Si les conditions spécifiées en II pour le quasi-équilibrage n'étaient pas satisfaites, certains coefficients des équations (2) seraient non pas constants mais périodiques : ces équations seraient alors d'une *classe* particulière, étudiée notamment par É. Picard, et conduiraient à des conclusions non classiques.

On notera que les équations (2) et (3), qui s'appliquent au système d'appuis et de réactions le plus général, sont susceptibles de simplifications très importantes dans de nombreux cas pratiques de *suspensions élastiques et amorties* de machines et de moteurs.

M. **Auguste Chevalier** fait hommage à l'Académie de son Ouvrage intitulé *Le Café*, qui vient de paraître dans la Collection « *Que sais-je?* »

CORRESPONDANCE.

THÉORIE DES GROUPES. — *Sur les groupes topologiques primaires.* Note de M. **Jean Braconnier**, présentée par M. Élie Cartan.

Définition 1. — On dit qu'un groupe topologique (séparé) G est *primaire* (*associé à l'entier premier* p) si, pour tout $x \in G$, on peut prolonger par continuité la représentation $n \to x^n$ de $\mathbf{Z}$ (muni de la structure p-adique) dans G en une représentation de $\mathbf{Z}_p$ dans G ([1]).

Proposition 1. — L'image d'un groupe primaire (ass. à p) par une représentation continue dans un groupe topologique quelconque est un groupe primaire (ass. à p).

En particulier, si H est un sous-groupe fermé d'un groupe primaire (ass. à p) G, G/H est aussi un groupe primaire (ass. à p).

Proposition 2. — Pour qu'un groupe complet G soit primaire (ass. à p), il faut et il suffit que, pour tout $x \in G$, la représentation $n \to x^n$ de $\mathbf{Z}$ (muni de la structure p-adique) dans G soit continue ([2]).

Définition 2. — On dit qu'un groupe abélien est un *p-groupe* (p entier premier) si chacun de ses éléments a pour ordre une puissance de p. Toute structure de groupe complet sur un p-groupe en fait un groupe primaire (ass. à p).

Théorème 1. — *Le dual d'un groupe abélien localement compact primaire* (*ass. à* p) *est un groupe abélien localement compact primaire* (*ass. à* p) ([3]).

On montre d'abord que le dual d'un groupe abélien compact primaire (ass. à p) est un p-groupe discret. Puis, si G est un groupe abélien localement compact primaire (ass. à p), on voit que son dual $\hat{G}$ est un groupe abélien localement compact totalement discontinu ([4]). Enfin, en remarquant ([5]) que l'ensemble des sous-groupes ouverts compacts de $\hat{G}$ est un système fondamental de voisinages de l'élément neutre dans $\hat{G}$, on montre, à

([1]) L'axiomatique et le formalisme utilisés ici sont ceux de N. Bourbaki, *Actualités scientifiques et industrielles*, nos 846, 858, 916, 934, Paris, 1940-42. En particulier $\mathbf{Z}$ désigne le groupe additif des entiers rationnels, $\mathbf{Z}_p$ (resp. $\mathbf{Q}_p$) le groupe additif compact (resp. localement compact) des entiers p-adiques (resp. des nombres p-adiques).

([2]) Voir N. Bourbaki, *op. cit.* (*Topologie générale*, Chap. III, § 3, prop. 6).

([3]) Pour un exposé de la théorie de la dualité, on pourra consulter A. Weil, *Actual. Scient. et Ind.*, n° 869, Paris, 1939 (Chap. V, §§ 27 et 28).

([4]) Pour qu'un groupe abélien localement compact soit totalement discontinu, il faut et il suffit que, dans son dual, tout sous-groupe cyclique ait une adhérence compacte. Voir L. Pontrjagin, *Topological groupes*, *Princeton Univ. Press*, 1939 (Chap. V, § 35, ex. 52).

([5]) Voir N. Bourbaki, *op. cit.* (*Topologie générale*, Chap. III, § 3, ex. 19).

l'aide du début, que la représentation $n \to n\hat{x}$ de $\mathbf{Z}$ (muni de la structure p-adique) dans $\hat{G}$ est continue.

Proposition 3. — Pour qu'un groupe soit un p-groupe dont tous les éléments sont de hauteur infinie (6), il faut et il suffit qu'il soit somme directe d'une famille de sous-groupes isomorphes à $\mathbf{Q}_p/\mathbf{Z}_p$ (7).

D'où le théorème suivant, déduit à l'aide d'une proposition bien connue sur le dual d'un groupe discret, somme directe d'une famille de sous-groupes (8).

THÉORÈME 2. — *Pour qu'un groupe topologique soit un groupe abélien compact primaire (ass. à p) dont tous les éléments sont d'ordre infini, il faut et il suffit qu'il soit produit d'une famille de groupes isomorphes à* $\mathbf{Z}_p$.

THÉORÈME 3. — *Pour qu'un groupe topologique soit un groupe abélien compact primaire (ass. à p) dont tous les éléments sont d'ordre fini, il faut et il suffit qu'il soit produit d'une famille de p-groupes cycliques d'ordres bornés.*

Si G est dual d'un p-groupe compact, on démontre, à l'aide du théorème de Zorn, l'existence d'un sous-groupe maximal H de G tel qu'il soit somme directe de sous-groupes cycliques et que tout $x \in$ H ait même hauteur dans G et H; on achève la démonstration en montrant que H = G à l'aide de la théorie de la dualité. En particulier :

Corollaire. — Pour qu'un groupe soit un p-groupe dont tous les éléments sont d'ordre $\leq p^k$, il faut et il suffit qu'il soit somme directe d'une famille de sous-groupes cycliques d'ordres $p^r \leq p^k$ (7).

Certaines de ces propriétés des groupes compacts primaires ont été démontrées par W. Krull (9), dans le cas où ils satisfont au *IIe axiome de dénombrabilité* : on voit en effet facilement que les groupes abéliens *primaires*, *complets*, *séparables*, *compacts* au sens de W. Krull ne sont autres que les groupes abéliens compacts primaires, satisfaisant au *IIe axiome de dénombrabilité*.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *La particule de spin 2 et la loi de gravitation d'Einstein dans le cas de présence de matière*. Note (1) de Mme **Marie-Antoinette Tonnelat**.

1. Soit $\chi = \Phi\Psi$ la fonction d'ondes du système formé par un graviton (Φ) et une particule matérielle (Ψ) en interaction. L'équation relative à ce système

---

(6) Un élément x d'un groupe G est de hauteur infinie si, pour tout entier $n > 0$, il existe $x_n \in$ G tel que $x = nx_n$.

(7) Les p-groupes dénombrables ont été étudiés par H. Prüfer, *Math. Zeitschr.*, 17, 1923, pp. 35-61; aussi L. Zippin, *Annals of Math.*, 36, 1935, pp. 71-88.

(8) Voir E. R. van Kampen, *Annals of Math.*, 36, 1935, p. 459.

(9) *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, 184, 1942, pp. 25-38.

(1) Séance du 14 février 1944.

a la forme suivante :

$$\frac{h}{2\pi i}\sum_{p=1}^{4}\beta_4^{(p)}\frac{\partial\chi}{\partial t} = [\mathrm{H}_{\mathrm{D}}\Sigma\beta_4^{(p)} + \mathcal{H}_{\mathrm{G}}]\chi + \mathrm{H}^{(1)}\chi. \tag{1}$$

$\beta_q^{(p)}$ désigne le produit des matrices de Dirac α_q qui agissent sur les 3 indices de la fonction d'ondes Φ de gravitation, autres que l'indice p. H_{D} est l'hamiltonien de la théorie de Dirac, $\mathcal{H}_{\mathrm{G}}$ celui du graviton, $\mathrm{H}^{(1)}$ l'hamiltonien perturbateur. On a

$$\mathcal{H}_{\mathrm{G}} = \frac{c}{\chi}\left(\partial^p\sum_{q=1}^{4}\alpha_p^{(q)}\beta_4^{(q)} + \chi\mu_0 c\,\alpha_4^{(1)}\alpha_4^{(2)}\alpha_4^{(3)}\alpha_4^{(4)}\right) \quad \text{et} \quad \mathrm{H}^{(1)} = \mathrm{L}\,|\,2\mathrm{K}\Phi_{[\mu\nu]}\mathrm{T}^{\mu\nu},$$

$\Phi_{\mu\nu}$ étant le tenseur symétrique qui caractérise le spin $j=2$, L un coefficient d'interaction et $\mathrm{T}^{\mu\nu}$ le tenseur symétrique de Tétrode de la théorie de Dirac. Notons que $\mathrm{H}^{(1)}$ nous fait envisager uniquement l'interaction pour $j=2$ et exclut l'interaction pour l'état scalaire $j=0$ qui dérive de $j=2$ par séparation des grandeurs relatives à la trace $\Sigma\Phi_{\rho\rho}$.

2. Il est facile d'expliciter l'expression de $\mathrm{H}^{(1)}$ en fonction des grandeurs de la théorie. Introduisons pour cela un état totalement annihilé de la particule, c'est-à-dire un état dans lequel les 2 photons constituants sont eux-mêmes annihilés. Nous représenterons cet état par l'invariant

$$\Phi^0_{iklm} = (\alpha_4)_{il}(\alpha_4)_{mk}.$$

Toutes les grandeurs de la théorie s'expriment alors comme des transitions $\Phi \rightarrow \Phi^0$. En particulier

$$\begin{aligned} \mathrm{A}_{(pq)} &= -\mathrm{K}\Phi_{(pq)} = -\mathrm{K}\,|\,2(\Phi_p^{(1)}\Phi_q^{(2)} + \Phi_q^{(1)}\Phi_p^{(2)}) \\ &= -\mathrm{K}\,|\,8\Phi^0_{iklm}(\alpha_p^{(3)}\alpha_4^{(1)} - \alpha_p^{(1)}\alpha_4^{(3)})(\alpha_q^{(2)}\alpha_4^{(4)} - \alpha_q^{(4)}\alpha_4^{(2)})\Phi_{iklm} + \mathrm{sym}\,pq, \end{aligned} \tag{2}$$

les indices (1) et (2) étant relatifs à chacun des photons constituants. Dès lors on peut remplacer dans $\mathrm{H}^{(1)}$ chaque $\Phi_{[\mu\nu]}$ et $\mathrm{T}_{\mu\nu}$ par sa valeur en opérateur, c'est-à-dire en fonction des α.

3. Supposons maintenant que la particule matérielle dont nous étudions l'interaction soit animée d'un mouvement correspondant à un très grand nombre de quanta. On peut supposer alors que sa fonction d'ondes Ψ est peu modifiée par l'interaction et obéit toujours à une équation de Dirac. Cette hypothèse permet d'éliminer H_{D} dans (1). En multipliant cette équation par $\Psi'^{*}(\Psi' \neq \Psi)$ et en intégrant sur $\vec{\mathrm{R}}$, on obtient une équation qui ne dépend plus que de $\vec{r}$ et la fonction d'ondes Φ. Cette équation fait intervenir un tenseur $\mathrm{T}_{\mu\nu}$ qui correspond à la transition $\Psi \rightarrow \Psi'$. On peut la scinder en 4 équations dont chacune correspond à l'une des 4 valeurs de q dans l'hamiltonien $\mathcal{H}_{\mathrm{G}}$. Multiplions les équations en $\alpha^{(1)}$ et en $\alpha^{(3)}$ par $\beta_4^{(2)} - \beta_4^{(4)}$, les équations en $\alpha_4^{(2)}$ et en $\alpha_4^{(4)}$ par $\beta_4^{(1)} - \beta_4^{(3)}$. Nous obtenons ainsi 4 systèmes que nous désignerons par (3), (4), (5) et (6). Formons (3) — (4) + (5) — (6).

Les premiers membres s'éliminent et les seconds membres forment une équation (7).

D'autre part on peut admettre que l'onde gravifique macroscopique est représentée par une fonction

$$\Phi = \Phi^0 + \Phi',$$

Φ' étant un état macroscopique du champ de gravitation.

En multipliant (7) par $K^2 \varkappa \mu_0 \Phi^{00}_{ik}$, nous aurons donc à considérer les produits $\Phi^0 \alpha \Phi^0$ et $\Phi^0 \alpha \Phi'$. Les uns et les autres sont nuls, sauf ceux qui, d'après les définitions telles que (2) et d'après l'identité

$$\Phi^0_{iklm}(\beta^{(1)}_4 - \beta^{(2)}_4)(\alpha^{(1)}_4 - \alpha^{(2)}_4)\Phi^0_{iklm} = 2[(-\delta_{ii})(-\delta_{kk}) - (-\delta_{li})\delta_{kk}] = 4 \times 16,$$

conduisent finalement à la relation

$$(8) \qquad \partial^p (A_{[p4]4})_r - \varkappa^2 \mu_0^2 c^2 (A_{44})_r - 16 L K^2 \varkappa^2 \mu_0 T_{44} = 0,$$

$(A_{[p4]4})_r$, $(A_{44})_r$ étant les grandeurs réelles macroscopiques de l'état $j = 2$.

Or

$$\partial^p (A_{[p4]4})_r = \partial^p \partial_4 (A_{(p4)})_r - \partial^p \partial_p (A_{44})_r = -\Box (A_{44})_r$$

et

$$2(R_{44})_r = \Sigma_\mu (A_{([\mu 4][\mu 4])})_r = -\Box (A_{44})_r - \partial_4 \partial_4 \Sigma_\rho (A_{\rho\rho})_r.$$

De plus

$$(g_{44})_r = -(A_{44})_r - 1 / \mu^2 \partial_4 \partial_4 \Sigma_\rho (A_{\rho\rho})_r;$$

(8) s'écrit donc

$$2(R_{44})_r + \varkappa^2 \mu_0^2 c^2 (g_{44})_r = 16 K^2 \varkappa^2 \mu_0 L T_{44}.$$

En posant

$$\lambda = -\mu^2 / 2 = -2\pi^2 16 \mu_0^2 c^2 / h^2,$$

on trouve

$$(9) \qquad (R_{44})_r - \lambda (g_{44})_r = -\frac{32\pi^2}{h^2} \mu_0 K^2 L T_{44}.$$

Cette relation n'est autre que la loi d'Einstein au terme $g_{44} T$ près, qui ne figure pas ici.

4. Pour introduire ce terme, on est donc conduit à ne pas séparer le cas $j = 0$ qui dérive de la trace $\Sigma A_{\rho\rho}$, du cas $j = 2$. Il faut alors introduire le terme d'interaction relatif à $j = 0$, terme qui, dans le cas macroscopique, nous conduit à lui seul à une loi newtonienne. Nous avons choisi ce terme de la façon suivante :

$$H^{(2)} = L' / 2 K \Phi T \quad \text{avec} \quad \Phi = \Sigma \Phi_{\mu\mu}, \quad T = \Sigma T_{\mu\mu}.$$

En ajoutant le terme $H^{(2)}$ à l'équation du système particule matérielle + graviton et, en opérant comme précédemment, on trouve que (9) doit être remplacée par

$$(10) \qquad (R_{44})_r - \lambda \delta_{44} = -\frac{32\pi^2}{h^2} \mu_0 K^2 L \left(T_{44} - \frac{1}{2} \delta_{44} T\right),$$

en choisissant $2L' = L$. On obtiendrait les équations relatives aux autres termes

du tenseur $R_{\mu\nu}$ en opérant d'une façon analogue. On aboutit ainsi à une relation qui est la loi de gravitation d'Einstein en présence de matière à l'approximation quasi-euclidienne.

GÉOPHYSIQUE. — *De l'influence de l'attraction luni-solaire sur la pesanteur.* Note de M. **Nicolas Stoyko**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Dans la représentation de la pesanteur à la surface de l'ellipsoïde terrestre (surface de niveau) on ne tient généralement pas compte de l'attraction luni-solaire, dont la partie indépendante du temps a une valeur appréciable. Le potentiel d'attraction d'un astre, pour la Terre considérée comme indéformable, est de la forme

$$W = 0{,}5\, fm\, R^2 r^{-3}(3\cos^2 z - 1),$$

où f est la constante de Gauss, m, r et z sont la masse, les distances géocentrique et zénithale de l'astre et R est la distance géocentrique du lieu. Le développement de cette fonction en série de composantes harmoniques donne le terme indépendant du temps égal à

$$W_0 = 0{,}25\, fm\, R^2 r^{-3}(1 - 1{,}5\sin^2 i)(1 - 1{,}5\sin^2\varepsilon)(1 - 3\sin^2\varphi),$$

où i est l'inclinaison de l'orbite de l'astre sur l'écliptique, ε l'obliquité de l'écliptique et φ la latitude du lieu.

Dans le cas de la Terre déformable, il s'ajoute un potentiel W_1 qui dépend de la redistribution des masses à l'intérieur de la Terre et un autre qui dépend de la variation (ρ) de la distance géocentrique du lieu. Le potentiel total est donc

$$\Delta = W_0 + W_1 + \frac{\partial V_0}{\partial R}\rho,$$

où V_0 est le potentiel de la pesanteur sur la surface de niveau. La variation de la pesanteur sous l'influence du potentiel Δ est égale à

$$\delta g = -\frac{\partial \Delta}{\partial R} = -\frac{\partial W_0}{\partial R} - \frac{\partial W_1}{\partial R} - \frac{\partial^2 V_0}{\partial R^2}\rho.$$

On a, en introduisant k qui dépend de l'élasticité de la Terre,

(1) $$\frac{\partial W_0}{\partial R} = \frac{2 W_0}{R}, \qquad \frac{\partial W_1}{\partial R} = -\frac{3 W_1}{R}, \qquad \frac{\partial^2 V_0}{\partial R^2} = \frac{2g}{R},$$
$$W_1 = k W_0, \qquad \rho = (1+k)\, g^{-1} W_0.$$

Alors

$$\delta g = -2 W_0 R^{-1}(2 - 0{,}5\, k).$$

Il vient, après avoir posé $g = f M R^{-2}$, $R = a$,

$$G = \frac{m}{M}\left(\frac{a}{r}\right)^3 (1 - 1{,}5\sin^2 i)(1 - 1{,}5\sin^2\varepsilon),$$

où M est la masse de la Terre et a demi-grand axe,

$$W_0 = 0{,}25\, G g a(1 - 3\sin^2\varphi), \qquad \delta g = -0{,}5\, G g(1 - 3\sin^2\varphi)(2 - 0{,}5\, k).$$

δg est rapporté à la surface de niveau de la Terre non perturbée. Si dg est la variation de g dans le cas de variation des dimensions de l'éllipsoïde terrestre, la pesanteur (g_φ) sur l'ellipsoïde perturbé, dont les éléments sont donnés par des mesures géodésiques, est égale à $g + dg$.

Comme la pesanteur (g'_φ) perturbée par l'attraction luni-solaire est $g + \delta g$, on a

$$g'_\varphi = g_\varphi + \delta g - dg = g_\varphi + \Delta g.$$

La formule internationale de la pesanteur adoptée par l'Union Géodésique et Géophysique Internationale a la forme

$$g_\varphi = g_a(1 + \beta \sin^2\varphi - \beta_1 \sin^2 2\varphi - \beta_2 \sin^2\varphi \sin^2 2\varphi - \ldots), \tag{2}$$

où g_a est la pesanteur à l'équateur et β, β_1, β_2 sont des fonctions qui dépendent des dimensions de la Terre et de la force centrifuge.

La différentiation de cette formule nous donne

$$dg = dg_a + g_a \sin^2\varphi \, d\beta.$$

On trouve, pour la Terre incompressible,

$$dg_a = g_a a^{-1} da, \qquad d\beta = -3 a^{-1} da,$$
$$dg = g_a(1 - 3\sin^2\varphi)\, a^{-1} da = 0,25\, \mathrm{G} g_a(1 - 3\sin^2\varphi)(1 + k),$$

en tenant compte de ce que da est égal, d'après (1), à $0,25\, \mathrm{G} a(1 + k)$.

Par conséquent, en posant $g = g_a$, on a

$$\Delta g = \delta g - dg = -1,25\, \mathrm{G} g_a(1 - 3\sin^2\varphi).$$

On obtient la formule corrigée de la pesanteur en remplaçant dans la formule (2) g_a et β par des valeurs

$$g'_a = g_a(1 - 1,25\, \mathrm{G}), \qquad \beta' = \beta + 3,75\, \mathrm{G}.$$

Pour la Lune et le Soleil nous avons respectivement

$$\mathrm{G}_{☾} = 0,423 \times 10^{-7}, \qquad \mathrm{G}_{\odot} = 0,198 \times 10^{-7}.$$

L'expression numérique de l'influence de l'attraction luni-solaire sur la pesanteur prend alors la valeur

$$\Delta g = -0,759(1 - 3\sin^2\varphi) \times 10^{-4}.$$

Elle varie entre — 0,076 milligal (équateur) et + 0,152 milligal (pôle).

Comme on a publié les tables de la pesanteur d'après la formule internationale [1] à 0,001 milligal près, les corrections dues à l'attraction luni-solaire ne peuvent donc plus être négligées.

---

[1] W. Lambert and F. Darling, *Bulletin géodésique*, **32**, 1931, p. 327.

THERMODYNAMIQUE. — *La diffusion au contact de deux milieux non miscibles et le second principe de la thermodynamique.* Note [1] de M. **Vasilesco Karpen.**

L'expression de la force électromotrice de la pile électrique formant l'objet de ma précédente Communication [2] était

$$E = RT \log \frac{\mathcal{E}'_2}{\mathcal{E}'_1}. \quad (1)$$

Cette formule n'est qu'approchée, d'abord pour les motifs indiqués antérieurement [3], ensuite parce que j'ai négligé, sans explications, la différence de potentiel qui doit exister entre la couche, riche en oxygène, adhérente à l'électrode en platine platiné, milieu (1), et le reste de l'électrolyte, milieu (2); ces deux milieux devant être considérés comme deux milieux non miscibles en contact. D'autre part cette pile, empruntant indéfiniment son énergie uniquement au milieu ambiant, contredit formellement le second principe de la thermodynamique. Il convient donc de montrer quel est le phénomène élémentaire auquel est due cette contradiction, et qui produit la différence de potentiel ci-dessus mentionnée.

Dans une pile ordinaire de concentration, où les deux électrodes identiques plongent dans des électrolytes (milieux) différents se touchant (par exemple deux solutions d'oxygène dans l'eau, de concentrations différentes, donc de concentrations différentes $\mathcal{E}'_1$, $\mathcal{E}'_2$, en électrons), on peut négliger la différence de potentiel au contact de ces deux milieux *miscibles*, car la diffusion des corpuscules électrisés, H^+, $\overline{OH}$, $\bar{e}$, d'un milieu dans l'autre, l'annulle pratiquement.

Dans le cas présent les milieux ne sont pas miscibles, mais il doit se produire également une diffusion, *indispensable à toute pile électrique*, au contact des deux milieux (1) et (2); seulement, comme on le verra, cette diffusion est compensée.

Les deux milieux contiennent les corpuscules O_2, $\overline{OH}$, OH, $\bar{e}$, H^+, en équilibre dans chaque milieu, suivant la loi des masses. La richesse en oxygène du milieu (1), couche adhérente au platine platiné, fait que les concentrations des divers corpuscules dans ce milieu sont différentes des concentrations dans le milieu (2), reste de l'électrolyte; en particulier les électrons seront bien plus nombreux dans le milieu (2), $\mathcal{E}'_2 > \mathcal{E}'_1$. Il se produira alors une diffusion d'électrons $\bar{e}$ et d'ions H^+ en nombre égal (le liquide devant rester neutre) de (2) vers (1). Arrivés dans le milieu (1), ces corpuscules fixeront des molécules d'oxygène et formeront de l'eau $4\bar{e} + 4H^+ + O_2 = 2H_2O$; pour rétablir l'équilibre entre les deux milieux, une molécule d'oxygène passera de (2)

---

[1] Séance du 3 novembre 1943.

[2] *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 228.

[3] *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 791.

en (1) et les deux molécules d'eau passeront de (1) dans (2); *la diffusion est donc compensée et le phénomène se reproduit indéfiniment.* Le résultat de ce régime, en tout analogue à celui qui s'établit au contact métal électrolyte ([4]), est qu'au voisinage immédiat de la surface de contact, les concentrations en électrons deviennent $\mathcal{E}'_1 + x$ et $\mathcal{E}'_2 - x$, et la différence de potentiel est

$$V = RT \log \frac{\mathcal{E}'_1 + x}{\mathcal{E}'_2 - x},$$

x étant donné par des relations analogues à celles du contact métal-électrolyte.

S'il n'y avait pas diffusion, x serait nul et la force électromotrice de la pile serait identiquement nulle ($V = -E$). La valeur de x ne peut donc pas être nulle, elle est probablement telle que V soit pratiquement négligeable et que, comme dans la pile ordinaire de concentration, la force électromotrice de la pile soit donnée par la formule (1).

La diffusion compensée, mouvement ordonné de corpuscules, déterminant une différence permanente de leurs concentrations en des régions déterminées d'un même milieu, est manifestement contraire au second principe et rend compte du fait que la pile contredit aussi ce principe.

On se refuse généralement à admettre l'existence d'un phénomène (à notre échelle) contraire au second principe. Cette répulsion ne me semble pas justifiée.

Le second principe est devenu un théorème de mécanique statistique (valable dans un domaine sans doute très étendu, mais limité), et il ne semble nullement interdit de douter de son infaillibilité, en dehors de ce domaine.

THERMODYNAMIQUE. — *Sur une variante de la méthode d'Assmann.*

Note de M. **Maurice Parodi**, presentée par M. Aimé Cotton.

Assmann ([1]) a indiqué un procédé de mesure du rapport γ des chaleurs spécifiques des gaz dont je rappelle le principe :

Imaginons un appareil constitué par un tube en U terminé à ses extrémités par deux ballons de contenances voisines V_1 et V_2 contenant le même gaz à la pression initiale P. Dans le tube en U on forme une colonne de mercure de longueur l; en représentant par s la section constante du tube, par ρ la densité du liquide et en supposant adiabatique la compression des gaz dans les ballons, on montre que la période d'oscillation du mercure dans le tube a pour expression

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{2g + \frac{Ps\gamma}{\rho}\,\frac{V_1 + V_2}{V_1 V_2}}}. \tag{1}$$

([4]) *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 476.

([1]) *Poggendorf Annalen*, 85, 1852, p. 1.

Si le mercure oscille dans le tube, les ballons étant ouverts à l'air libre ($V_1 = V_2 = \infty$), la période prend la valeur

(2) $$T_0 = 2\pi\sqrt{\frac{l}{2g}}.$$

L'expérience montre, d'autre part, que ces périodes sont peu influencées par les forces amortissantes, ce qui permet d'utiliser, dans la pratique, les relations précédentes ([2]).

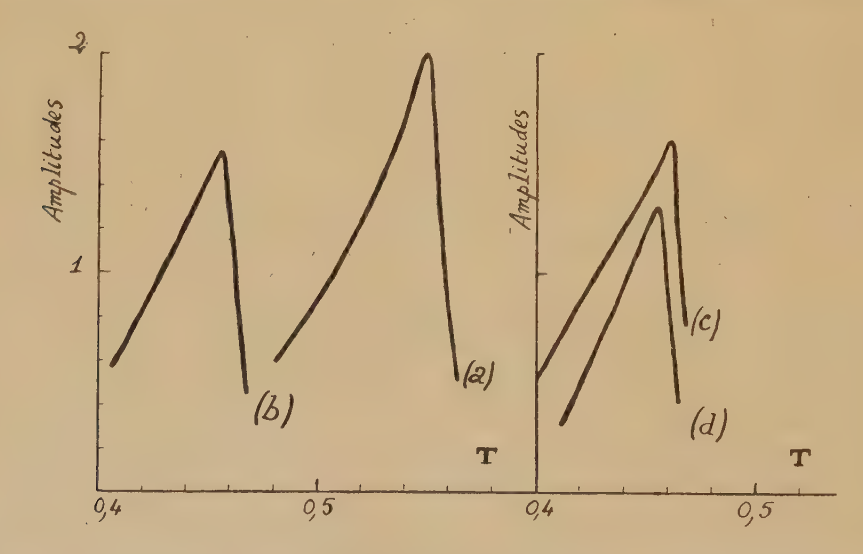
De (1) et (2) on tire

$$\gamma = \left[\left(\frac{T_0}{T}\right)^2 - 1\right]\frac{K}{P},$$

où $K = (2\rho g/s)[V_1 V_2/(V_1 + V_2)]$ est une constante de l'appareil.

La période T_0 peut être déterminée une fois pour toutes; de même K se calcule en enfermant dans les ballons un gaz dont le rapport γ est connu et en mesurant T. Finalement la détermination de la constante γ relative à un gaz quelconque se réduit à la seule mesure de la période T.

La mesure de cette période est délicate; Pignot ([3]) a utilisé un dispositif électrique, mais il demandait une horizontalité parfaite des surfaces libres du mercure lors du mouvement, ce qui est d'une réalisation délicate; en fait il dut



se contenter d'apprécier la durée d'une seule oscillation, ce qui diminue beaucoup la précision de la méthode.

Pour obtenir une détermination plus sûre de la période, nous avons cherché à utiliser une méthode de résonance; à cet effet nous avons animé, par un dis-

---

([2]) A. Guillet, *Propriétés cinématiques des vibrations*, Paris, 1913, p. 56.
([3]) *Thèse*, Paris, 1926.

positif convenable, d'un mouvement de translation horizontal harmonique et de période variable (connue avec précision) le système oscillant.

En faisant varier régulièrement cette dernière et en mesurant l'amplitude des oscillations du mercure dans le tube, on peut tracer une courbe de résonance et déterminer ainsi la période propre du système.

Le graphique ci-dessus donne la courbe de résonance du mercure oscillant à l'air libre (a) et celle du mercure oscillant quand les ballons sont clos et contiennent de l'air à la pression de 75,5 cm de mercure (b); ces courbes ont été relevées pour une température des gaz de 22°.

En prenant pour l'air $\gamma = 1,41$, les résultats précédents donnent les constantes de l'appareil

$$T_0 = 0,550 \text{ sec.}, \qquad K = 231,9.$$

Les courbes (c) et (d) donnent respectivement, à titre d'exemple, les courbes de résonance relevées pour l'anhydride carbonique et l'oxygène aux pressions respectives de 76,2 et 76,3 cm de mercure, la température des gaz étant de 22°. Elles conduisent aux résultats ci-après :

Gaz............	CO^2.	O.
Rapport des chaleurs spécifiques.........	1,300	1,385

Ces résultats sont en bon accord avec ceux qu'on a obtenus par d'autres méthodes.

OPTIQUE. — *Dépolarisation de la lumière diffusée par les suspensions de gomme-gutte*. Note de M. **Augustin Boutaric** et Mlle **Marie-Agnès Hirtz.**

Lorsqu'un faisceau de lumière polarisée rectilignement traverse une suspension de fines particules, la lumière diffusée par la suspension dans une direction perpendiculaire à celle du faisceau incident présente une polarisation partielle. En désignant les intensités des deux composantes horizontale et verticale de la lumière diffusée par les lettres H et V affectées des indices v, h, ou θ suivant que la vibration électrique du faisceau incident est verticale, horizontale ou fait l'angle θ avec la normale au plan de diffusion, on peut définir les facteurs de dépolarisation relatifs à ces 3 cas par $\rho_v = H_v/V_v$, $\rho_h = V_h/H_h$, $\rho_\theta = H_\theta/V_\theta$, ce facteur prenant la valeur ρ_n lorsque le faisceau incident est constitué par de la lumière naturelle (ce qui correspond à $\theta = 45°$). R. S. Krishnan [1] a établi la relation

$$\rho_\theta = \frac{1 + \dfrac{\tan^2\theta}{\rho_h}}{\tan^2\theta + \dfrac{1}{\rho_v}}. \qquad (1)$$

[1] *Proc. Indian Acad. Sc*, A, **10**, 1939, p. 395.

Nous nous sommes proposé de vérifier la relation (1) sur des suspensions de gomme-gutte obtenues en versant goutte à goutte dans l'eau distillée une solution alcoolique de résine et centrifugeant 1 minute à 1500 t : min la suspension ainsi obtenue, afin d'éliminer les gros agrégats. Les mesures de dépolarisation étaient faites à l'aide d'un photopolarimètre de Cornu sur la lumière diffusée à 90° du faisceau incident, rendu sensiblement monochromatique par une lame de gélatine ($\lambda = 520^{m\mu}$) et polarisé par un nicol dont la position de la section principale pouvait être exactement repérée par rapport à la verticale. Pour des suspensions de diverses concentrations, nous avons constaté que les valeurs observées de ρ_θ sont en bon accord avec celles que fournit la relation (1) mise sous la forme

$$(2) \qquad \left(\frac{1}{\rho_h} - \rho_\theta\right)\left(\text{tang}^2\theta + \frac{1}{\rho_v}\right) = \frac{1}{\rho_v \rho_h} - 1.$$

c.	ρ_v.	$1/\rho_h$.	ρ_n.	δ.
1,10	1,23	1,23	1,23	3,55
0,55	0,679	1,472	1	1,82
0,275	0,405	2,083	0,850	0,91
0,137	0,217	2,564	0,620	0,45

Les valeurs de ρ_v et de $1/\rho_h$ varient en sens inverse de la concentration et deviennent égales pour $c = 1,1$. Dans ces conditions les formules (1) et (2) donnent $\rho_\theta = \rho_n = \rho_v$.

Le facteur de dépolarisation est alors indépendant de θ et prend, pour toutes les valeurs de θ, la valeur $\rho_\theta = 1,23$ (dans la lumière diffusée, l'intensité de la composante horizontale est supérieure à celle de la composante verticale). En ce qui concerne la polarisation de la lumière diffusée, une telle suspension présente cette propriété remarquable que la proportion de lumière polarisée contenue dans la lumière diffusée est indépendante de l'état de polarisation du faisceau incident.

Pour une concentration de la suspension $c = 0,55$, les valeurs de ρ_v et ρ_h sont égales. Dans ces conditions ρ_n est égal à 1 et il est facile de voir sur la formule (1) que les valeurs de ρ_θ relatives à des valeurs complémentaires de l'angle θ sont inverses l'une de l'autre; c'est ce que confirme l'expérience.

Contrairement à ce qu'on aurait pu penser *a priori*, l'addition d'une matière fluorescente (uranine, esculine etc.), à la dose de 0,5 ou 1 °/₀₀ dans la suspension de gomme-gutte, ne modifie pas d'une manière appréciable les valeurs de ρ_θ. C'est qu'en effet l'intensité de la lumière de fluorescence est faible comparée à la lumière de diffusion, et la formule définissant ρ_θ doit être remplacée par

$$\rho_\theta = \frac{H_\theta(1+\varepsilon)}{V_\theta(1+\varepsilon')} \sim \frac{H_\theta}{V_\theta}(1+\varepsilon-\varepsilon');$$

les termes ε et ε' étant petits par rapport à l'unité et se retranchant, il n'est

pas surprenant que la formule (3) fournisse pour ρ_0 des valeurs très voisines de celles qui correspondraient au quotient $\frac{H_0}{V_0}$. Une remarque analogue peut être faite pour ρ_v et ρ_h.

SPECTROSCOPIE. — *Les éthers-oxydes et leurs composés oxoniums; spectres d'absorption dans le proche infrarouge.* Note de M. **Laszlo Szobel**, présentée par M. Aimé Cotton.

Dès 1875 Friedel ([1]) a mis en évidence l'existence de composés dits oxoniums dans le mélange $(CH^3)^2O + ClH$. Depuis, de nombreuses recherches ont été faites en vue de préciser le mécanisme de la formation de ces composés oxoniums soit en utilisant les méthodes *classiques* [telles qu'analyse thermique ([2]), conductibilité, etc.], soit, plus récemment, en appliquant les méthodes *spectrales* [effet Raman ([3]), ([4]), absorption infrarouge ([5])]. C'est l'absorption dans le proche infrarouge que nous avons surtout utilisée; signalons cependant que nous avons fait aussi, sur les mêmes composés, des éthers-oxydes $(C^2H^5)^2O$ et $(C^4H^9)^2O$, des mesures de susceptibilité magnétique.

I. *Spectres d'absorption dans le proche infrarouge des éthers-oxydes* $(C^2H^5)^2O$ *et* $(C^4H^9)^2O$. — Des recherches avaient déjà été faites ([5]) sur le spectre d'absorption, entre 0,8 et 1^{μ},2, de $(C^2H^5)^2O$ et de $(C^2H^5)^2O + HCl$. A l'aide du même appareillage ([5]) nous avons entièrement confirmé les résultats expérimentaux antérieurs en examinant $(C^4H^9)^2O$ et $(C^4H^9)^2O + HCl$. Nous exposerons donc dans ce cas les données expérimentales (voir *fig.* 2A et 2B).

Pour $(C^4H^9)^2O$ pur, comme pour $(C^2H^5)^2O$ pur, au lieu d'observer la seule fréquence harmonique $4\nu(CH)$ vers 10917 cm^{-1} (0^{μ},9160), on note (*fig.* 2A) une *fréquence harmonique supplémentaire vers* 10558 cm^{-1} (0^{μ},9471); elle a été désignée ([5]) par $4\nu(CH \rightarrow O)$ ou *bande perturbée. Quand on sature l'éther par* ClH *gazeux, cette fréquence* $4\nu(CH \rightarrow O)$ *disparaît* (*fig.* 2B).

Pour interpréter ces faits on avait admis ([5]), ([6]) que l'oscillateur (CH) est soumis à l'influence *électrostatique* perturbatrice des *valences supplémentaires* de l'oxygène. Suivant cette conception, $4\nu(CH \rightarrow O)$ aurait été lié à la perturbation du groupement CH^2 voisin immédiat de l'oxygène; $4\nu(CH)$ aux

---

([1]) *Bull. Soc. Chim.*, **24**, 1875, pp. 166 et 241.

([2]) Mc Intosh, *J. Am. Chem. Soc.*, **34**, 1912, p. 1273; **35**, 1913, p. 535; *J. Chem. Soc.*, **87**, 1905, p. 789; **85**, 1904, p. 927.

([3]) Briegleb et Lauppe, *Z. phys. Chem.*, B, **37**, 1937, pp. 260-284.

([4]) Syrkin et Volkenstein, *Acta physico-chem.*, U. R. S. S., **14**, 1941, pp. 157-184.

([5]) R. Freymann, *Ann. de Physique*, **20**, 1933, p. 243; R. Freymann et J. Guéron, *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 859; M. et R. Freymann, *Cahiers de Physique*, **14** 1943, p. 49.

([6]) E. Bauer et M. Magat, *Journal de Physique*, **9**, 1938, p. 319.

groupements CH^2 ou CH^3 éloignés de l'oxygène. L'effet de ClH aurait été de *saturer ces valences supplémentaires*, donc de supprimer l'influence électrostatique correspondante. Pour vérifier cette hypothèse un cas crucial était

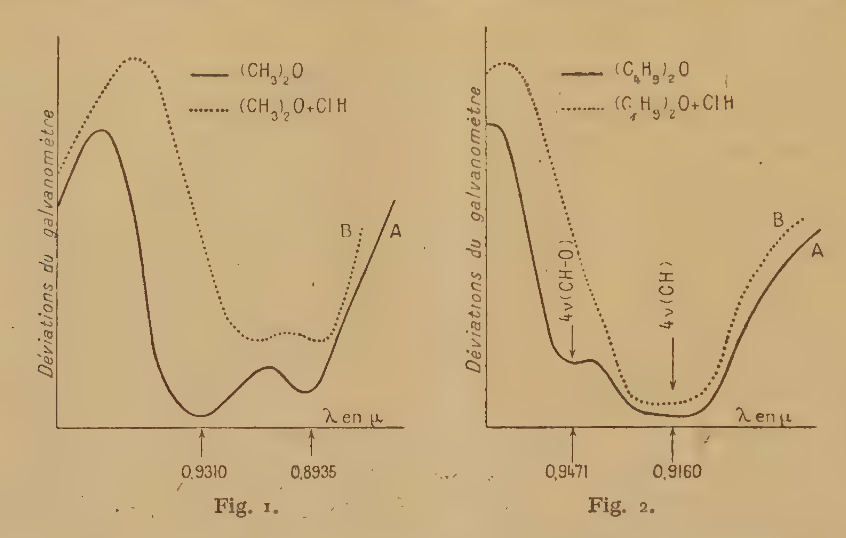


Fig. 1.

Fig. 2.

celui de $(CH^3)^2O$; seul devait apparaître $4\nu(CH \rightarrow O)$ puisqu'il n'avait pas de CH^2 éloigné de l'oxygène ([5]).

II. *Spectre d'absorption dans le proche infrarouge de* $(CH^3)^2O$. — Nous avons préparé ce composé par action de SO^4H^2 sur CH^3OH et distillation fractionnée. Le spectre, comme celui du mélange $(CH^3)^2O + ClH$, a été examiné entre 0,8 et $1^{\mu},2$ sous 20^{cm} d'épaisseur à — 60°C. environ.

Le spectre obtenu (*fig.* 1 A) montre que *la composante* $4\nu(CH \rightarrow O)$ *à* 10741 cm^{-1} ($0^{\mu},9310$) *est plus intense que* $4\nu(CH)$ *à* 11191 cm^{-1} ($0^{\mu},8935$). *Mais, contrairement à ce que permettait de prévoir l'hypothèse électrostatique, la bande* $4\nu(CH)$ *n'a pas disparu.*

Par addition de ClH, *la formation de l'oxonium se traduit par un affaiblissement considérable de* $4\nu(CH \rightarrow O)$ (*fig.* 1 B).

Sous toutes réserves, nous sommes donc conduit à abandonner la conception électrostatique en faveur de la suivante : l'oxygène de l'éther-oxyde possède des électrons dont deux, au moins, ne sont pas appariés. On peut admettre que ce sont ces électrons qui s'apparient, 1° dans le corps pur avec des électrons de CH^3, en formant peut-être une liaison hydrogène intramoléculaire et 2° dans le mélange, avec les électrons des atomes d'hydrogène de HCl [ou avec ceux du chlore (?)] en formant peut-être une liaison hydrogène intermoléculaire.

```
H\ *                          H\
H-C\          *               H-C\
H/   \        *               H/   \        *.......* HCl
      O                             O
H\   /        *               H\   /        *.......* HCl
H-C/                          H-C/
H/ *                          H/
```

On expliquerait ainsi que dans le schéma de gauche il reste des fréquences $4\nu(CH)$ non perturbées à côté de $4\nu(CH \rightarrow O)$ perturbé. Par contre, dans le schéma de droite $4\nu(CH)$ doit seul apparaître, car les groupements CH sont totalement libres. Ajoutons que notre point de vue se rapproche de celui de Syrkin et Volkenstein (4) mais non de celui de Briegleb et Lauppe (3).

PHOTOLUMINESCENCE. — *Sur l'accroissement de la luminescence par l'emploi de plusieurs corps luminogènes.* Note de M. **Pierre Bouroff**, présentée par M. Camille Gutton.

Nous avons montré (1) l'influence que peut exercer l'adjonction d'un ou de plusieurs activateurs métalliques sur la position des bandes spectrales d'un corps phosphorescent.

On sait qu'en général un mélange de plusieurs activateurs métalliques ne produit aucun accroissement de luminescence et tout au plus donne naissance à des couleurs différentes mais d'une intensité lumineuse plus faible que celle qu'on obtient avec un des composants du mélange. On admet donc que la présence d'un luminogène métallique nouveau tend à détruire ou à neutraliser progressivement l'action d'un autre luminogène préexistant. On connaît l'effet destructeur du fer sur CaS, Bi, ou celui du bismuth, qui tend à supprimer l'action de tout autre activateur métallique. Par exemple, une trace de bismuth ($0^g,000006$ dans 1^g de SiO^4Zn^2) réduit de 1/3 son effet luminescent.

Nous exposerons les résultats de recherches qui montrent que cette règle n'est pas générale, car l'emploi simultané de deux ou même de trois métaux luminogènes peut augmenter considérablement la luminescence, en changeant sa couleur.

Par exemple, le carbonate de strontium servant de matière de base selon la réaction

$$4\,CO^3Sr + 4S = 3\,SrS + SO^4Sr + 4\,CO^2,$$

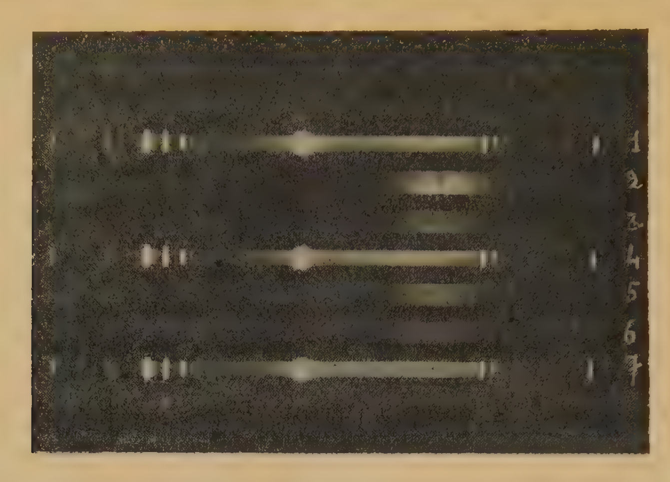
donne une lumière bleue avec 0^g0001 Bi, qui devient vert bleu en ajoutant 0,00006 Cu + 0,045 CaF^2, ou vert jaune avec 0,00017 Zn + 0.034 CaF^2, ou vert très clair avec 0,00008 Bi + 0,030 SO^4Na^2. On obtient un beau bleu vert de forte brillance et d'une très longue rémanence avec le mélange suivant, que nous avons tout particulièrement étudié,

$$6\,SrS + 0,08\,SO^4Na^2 + 0,6\,SO^4K^2 + 2,5\,CO^3Li^2 + 0,6\,(NO^3)^3Bi + 6,5\,MgO.$$

L'adjonction de chaque activateur augmente sensiblement l'intensité lumineuse du mélange initial. La figure ci-après est relative au spectre d'émission d'une couche de $0^{mm},5$ d'épaisseur de ce produit déposé sur un disque de 4^{cm} de diamètre. Les spectres sont obtenus avec un spectrographe Cojan ouvert à F/6.

(1) Bouroff, *Diplôme d'Études sup. de Sciences ph.*, n° 810, Paris.

Les précautions pour la détermination de la courbe de dispersion de ce spectrographe ont été prises. Le repérage des longueurs d'onde a été déterminé par



Raies du mercure, 1, 4 et 7. — Spectres d'émission du produit : 2, après 45 minutes d'excitation à l'arc électrique; 3, après 1 heure d'excitation à la lumière solaire; 5, après 30 minutes d'excitation à la lumière solaire; 6, après 15 minutes d'excitation à la lumière solaire.

les raies de l'arc à mercure. Le cliché a été obtenu sur une plaque superfulgur préparée pour l'étude de l'effet Raman. Après une pose de 15 heures on obtient le relevé spectral indiqué sur la légende.

Ce relevé spectral montre les hautes qualités de luminescence d'un corps phosphorescent à plusieurs activateurs métalliques.

Pour des temps d'excitation égaux, la bande spectrale du corps-mélange est nettement plus grande que pour SrS activé seulement par Bi. Dans le cas du premier, elle est comprise entre 5000 et 4500 Å, tandis que dans le cas SrS, Bi, elle est de 4085 à 4040 Å.

Ce fait peut s'expliquer en admettant que, dans un mélange phosphorescent à deux, trois et même plusieurs métaux dits activateurs, les centres luminogènes sont répartis dans le réseau cristallin moléculaire où ils sont maintenus à une certaine distance les uns par rapport aux autres, par des forces électrostatiques intermoléculaires. Ainsi aucune réaction chimique défavorable aux centres luminogènes ne pourrait se produire. Dans ces conditions pareils activateurs luminogènes agissent séparément; ils augmentent la durée de restitution de la lumière et accroissent l'intensité lumineuse.

RAYONS X. — *Mesures de coefficients d'absorption de rayons* X. Note de MM. **Jean Devaux** et **André Guinier**, présentée par M. Charles Mauguin.

Si les propriétés de l'absorption des rayons X par la matière sont utilisées d'une façon qualitative dans la radiographie, les mesures quantitatives d'absorption n'ont pas encore fait l'objet d'applications pratiques. Il semble

toutefois que cette technique peut présenter de l'intérêt dans un grand nombre de problèmes.

L'objet de la présente Note est la description d'un appareil précis et commode de mesure de coefficients d'absorption pour des rayons X de longueur d'onde comprise entre 0,5 et 2 Å. La méthode simple qui consiste à comparer les courants d'ionisation dans une chambre recevant alternativement le faisceau, avec et sans l'absorbant étudié, présente un grave inconvénient : l'intensité du faisceau émis doit rester constante pendant au moins 5 minutes; sans dispositif spécial de stabilisation de la tension du réseau, les fluctuations de celui-ci limitent la précision des mesures à 5 %. Le principe de notre appareil est de mesurer directement le rapport des intensités du faisceau, avant et après l'absorbant, donc une quantité indépendante de l'intensité du rayonnement primaire.

Le faisceau, rendu strictement monochromatique par le monochromateur décrit par l'un de nous (1), traverse successivement deux chambres d'ionisation entre lesquelles est intercalé l'absorbant. Les tensions appliquées à chacune d'elles sont de signes opposés, de façon que les courants d'ionisation soient de sens inverse. La seconde chambre qui reçoit le faisceau affaibli est une chambre normale remplie d'air ou d'argon; la première est une chambre très peu sensible dont la sensibilité est réglable, *la surface de l'électrode collectrice d'ions pouvant être modifiée par le déplacement d'un écran au moyen d'une vis micrométrique*. Pour une position donnée de la vis, il existe un rapport des intensités des faisceaux de rayons X, avant et après l'absorbant, tel que les courants d'ionisation dans les deux chambres soient égaux et de sens contraires. La somme de ces courants passe dans une très grande résistance (10^{11} ohms)(2) et la différence de potentiel aux bornes de la résistance est mesurée à l'aide d'une lampe électromètre. Quand les chambres sont équilibrées, le galvanomètre du circuit plaque ne dévie pas si l'on intercepte le faisceau X. Toutes les précautions usuelles en électrométrie (blindage, bon isolement) ainsi qu'un montage à compensation de dérive (3) donnent à l'amplification une très bonne stabilité.

Pour déterminer la relation entre le coefficient d'absorption et la position de la vis de la chambre réglable à l'équilibre, on prépare une série d'écrans d'absorption connue. Pour le rayonnement Cu$K\alpha$, par exemple, ils sont formés de feuilles de cellophane de $0^{mm},1$ d'épaisseur constituant la suite : 1, 2, 2, 5, 10, 10, 20. Nous les avons étalonnés en valeur relative par une méthode employée pour l'étalonnage des boîtes de poids; l'étalonnage en valeur absolue a été fait par comparaison avec des écrans d'aluminium extra pur d'épaisseur connue.

---

(1) A. GUINIER, *Annales de Physique*, **12**, 1939, p. 161.
(2) L. DIVAN et B. VODAR, *Soc. franç. de Phys.*, 18 décembre 1942.
(3) GILLOD, *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1080.

Parmi les nombreuses applications possibles de cet appareil, nous citerons les suivantes :

1° *Mesure de l'épaisseur d'un corps homogène.* — La mesure donne la valeur du produit μp du coefficient d'absorption massique μ par le poids de la substance par unité de surface p. Les limites du facteur d'absorption $e^{\mu p}$ mesurable avec les chambres utilisées actuellement sont, pour le rayonnement CuKα, 10 à 100 si la deuxième chambre est remplie d'air et 100 à 10000 si elle est remplie d'argon. Comme on a la relation $\rho x = p$, où ρ est la densité et x l'épaisseur de l'absorbant, si μ et ρ sont connus, la mesure expérimentale détermine x. On peut arriver à des sensibilités très grandes; par exemple, pour une bande d'aluminium laminé de $0^{mm},25$, une variation d'épaisseur de 1 micron provoque un déplacement du spot du galvanomètre de 4^{cm}. La surface explorée est petite, de l'ordre de $2^{mm} \times 0^{mm},2$, grâce à la focalisation des rayons X par le monochromateur, bien plus faible que celle des palpeurs généralement utilisés dans les machines à mesurer. D'autre part la pression exercée par les machines peut influer sur la valeur trouvée dans le cas de matières très tendres, ce qui n'est pas le cas ici où l'on n'exerce aucune pression sur l'échantillon. Si le ruban à examiner se déplace de façon continue, on peut, en recevant le spot du galvanomètre sur un tambour enregistreur, obtenir la courbe des variations d'épaisseur du ruban. La méthode peut s'appliquer également pour déterminer l'épaisseur d'un dépôt métallique mince (dorure, argenture, aluminure etc.) sur une plaque de verre ou tout autre support peu absorbant.

2° *Détermination de la composition de l'absorbant.* — Si l'échantillon a une épaisseur connue x, on déduit de l'expérience la valeur $\mu\rho$, ce qui permet de faire l'analyse d'une substance dont *la composition ne dépend que d'un paramètre*. C'est le cas par exemple des composés binaires. A cause des grandes variations des coefficients d'absorption entre deux éléments, la méthode est susceptible d'avoir une bonne sensibilité. Pour les alliages, les formules employées ont déjà été indiquées par l'un de nous à propos des mesures d'absorption photographiques ([4]).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la formation des germes dans les transformations allotropiques.* Note ([1]) de M. **Pierre Laurent**, présentée par M. Léon Guillet.

Nous nous limiterons ici au cas des corps purs, bien que les raisonnements se généralisent sans difficultés aux solutions solides. Quelle que soit leur nature, les transformations allotropiques des solides peuvent se ranger dans l'une des deux classes suivantes :

([4]) A. Guinier, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 48.

([1]) Séance du 10 janvier 1944.

a. Transformations avec germes : solidification, décomposition de l'austénite, recristallisation après écrouissage, ...

b. Transformations par glissement : transformation de l'austénite en martensite, trempe des laitons, ...

Notons simplement qu'une variation de la vitesse de refroidissement permet de passer d'un mode de transformation à l'autre et que, dans les transformations par glissement, le nouveau réseau cristallographique dérive du réseau initial par une translation parallèlement à des directions déterminées.

Dans une phase en équilibre, la répartition de l'énergie n'est pas uniforme; à l'intérieur d'un domaine déterminé la probabilité d'une fluctuation E autour de la valeur moyenne E_0 est proportionnelle (2) à $e^{-\frac{E^2}{2KT^2}\frac{dT}{dE_0}}$ $\Big($K constante de Boltzmann; T, température absolue; $\frac{dE_0}{dT}=c$, chaleur spécifique à volume constant$\Big)$. Par suite la probabilité d'une fluctuation supérieure à E est

$$P=P_0\int_E^\infty e^{-\frac{E^2}{2KcT^2}}dE \quad \text{avec} \quad \frac{1}{2}=P_0\int_0^\infty e^{\frac{-E^2}{2KcT^2}}dE, \qquad P_0=\frac{1}{T\sqrt{2\pi Kc}}.$$

Considérons un germe de la phase B, formé à l'intérieur de la phase A et que nous supposerons sphérique, de rayon r pour simplifier. Ce domaine résulte d'une réorganisation des atomes de la phase A. La liaison entre les orientations des réseaux de la phase A et de la phase transformée permet de supposer que le germe résulte d'une transformation par glissement à l'intérieur du domaine de rayon r. Cette transformation n'est possible qu'autant qu'il existe dans ce domaine une énergie suffisante, c'est-à-dire que la fluctuation d'énergie soit supérieure à $\frac{4}{3}\pi r^3 U$ (U étant une constante). La probabilité de formation d'un germe de rayon r est $P_0\int_{\frac{4}{3}\pi r^3 U}^\infty e^{-\frac{E^2}{2KcT^2}}dE$; la probabilité de destruction de ce germe est $P_0\int_{\frac{4}{3}\pi r^3 U'}^\infty e^{\frac{-E^2}{2KcT^2}}dE$ avec $U'=U+\mu_A-\mu_B^r$ ($\mu_A=$ potentiel thermodynamique de la phase A, μ_B^r celui du germe de rayon r). Or

$$\mu_B^r=\mu_B+\frac{4\pi r^2}{\frac{4}{3}\pi r^3}\Sigma=\mu_B+\frac{3\Sigma}{r}$$

(Σ étant l'énergie superficielle par unité de surface du germe). La probabilité de formation d'un germe stable de rayon r est

$$P=P_0\int_{\frac{4}{3}\pi r^3 U}^\infty e^{-\frac{E^2}{2KcT^2}}dE-P_0\int_{\frac{4}{3}\pi r^3 U'}^\infty e^{-\frac{E^2}{2KcT^2}}dE \sim P_0(U'-U)\frac{4}{3}\pi r^3 e^{-\frac{\left(\frac{4}{3}\pi U\right)^2}{2KcT^2}r^6}$$

(2) F. Perrin, *Mécanique statistique quantique*, Paris, 1939, p. 33.

Par suite, la probabilité de formation d'un germe de rayon r par unité de volume est

$$P = P_0\left(\mu_A - \mu_B - \frac{3\Sigma}{r}\right)e^{-\left(\frac{4}{3}\pi U\right)^2\frac{r^6}{2KcT^2}}.$$

Cette probabilité n'est positive que pour $r > r_0$ $\left(r_0 = \frac{3\Sigma}{\mu_A - \mu_B}\right)$; les germes de rayon inférieur à r_0 ne seront pas stables. Le nombre de germes formés pendant l'unité de temps dans l'unité de volume peut s'écrire, A étant une constante,

$$\mathfrak{N} = AP_0\int_{r_0}^{\infty}\left(\mu_A - \mu_B - \frac{3\Sigma}{r}\right)e^{-\left(\frac{4}{3}\pi U\right)^2\frac{r^6}{2KcT^2}}dr,$$

$$\frac{\mathfrak{N}}{A} = \frac{1}{6\pi\left[\frac{8}{3}\pi KcU\right]^{\frac{1}{3}}}\frac{\mu_A - \mu_B}{T^{\frac{2}{3}}}\int_{u_0}^{\infty}e^{-u}u^{-\frac{5}{6}}du - \frac{\Sigma}{3\sqrt{2Kc\pi}}\frac{1}{T}\int_{u_0}^{\infty}e^{-u}u^{-1}du.$$

$$u_0 = \left[\frac{U}{\sqrt{2Kc}}\frac{4\pi}{3}\right]^{\frac{1}{3}}\frac{r_0^{\frac{1}{6}}}{T^{\frac{1}{3}}}.$$

On montre sans difficulté que $\mu_A - \mu_B = \text{const}(T - T_e) - T(c - c')L_n\frac{T_e}{T}$, c et c' étant les chaleurs spécifiques et T_e la température d'équilibre des deux phases. On a sensiblement, q étant une constante positive,

a. pour les températures supérieures à T_e, $\mu_A - \mu_B = q(T - T_e)$.

b. pour des températures inférieures à T_e, $\mu_A - \mu_B = q(T_e - T)$.

Nous n'envisagerons que ce dernier cas; le nombre des germes formés par unité de temps et de volume peut ainsi s'écrire

$$\mathfrak{N} = \alpha\frac{T_e - T}{T^{\frac{2}{3}}}\int_{u_0}^{\infty}e^{-u}u^{-\frac{5}{6}}du - \frac{B}{T}\int_{u_0}^{\infty}e^{-u}u^{-1}du, \qquad u_0 = \gamma\frac{r_0^{\frac{1}{6}}}{T^{\frac{1}{3}}} \qquad r_0 = \frac{3\Sigma}{q(T_e - T)}.$$

On voit aisément que $\mathfrak{N}$ et $\frac{d\mathfrak{N}}{dT}$ sont nuls pour $T = 0$ et $T = T_e$. On retrouve ainsi l'allure des courbes expérimentales obtenues notamment par Tammann et ses élèves.

CHIMIE ORGANIQUE. — *L'oxydation de l'acide phtalique par le permanganate de potassium.* Note de MM. **Alfred Leman** et **Michel Delannoy**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans l'oxydation du β-naphtol par MnO^4K en milieu sulfurique [1], on obtient facilement le stade de l'acide phtalique soit à chaud pour une acidité faible (moins de 1^{mol} de SO^4H^2 par mol. de naphtol), soit à froid pour une acidité moyenne (5^{mol}). Aussi avons-nous entrepris l'étude des facteurs influençant l'oxydation permanganique de l'acide phtalique.

Nous avons d'abord constaté l'influence de l'acidité et de la concentration du MnO^4K. Si l'on verse MnO^4K N/1 (à $31^g,6$ par litre) à la burette, l'oxydation n'a pas lieu à froid; à chaud, avec des acidités faibles (1 à 2^{mol} de

(1) A. Leman et Ch. Deremaux, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, **9**, 1942, pp. 165-170; A. Leman et M. Delannoy, *ibid.*, **10**, 1943, p. 509.

SO^4H^2 par mol. d'acide phtalique), elle se produit dans la proportion de 20 à 40 %, tandis qu'elle est pratiquement nulle avec des acidités plus fortes (3^{mol} et au-dessus). Si, au contraire, on verse d'emblée un volume important de MnO^4K et qu'après réaction à l'ébullition pendant 5 minutes on dose MnO^4K en excès, l'oxydation croît d'abord de 20 à 50 % (0 à $2^{mol},5$ de SO^4H^2), puis décroît pour des acidités plus fortes, tout en se maintenant à un palier vers 35 %.

Nous avons alors étudié l'influence de nombreux facteurs : quantité totale de SO^4H^2 ou de MnO^4K, leur concentration, température et durée de réaction etc., en utilisant la technique suivante : on chauffe à une température donnée pendant un temps déterminé 100^{cm^3} de solution aqueuse renfermant 1/2000 de mol. d'acide phtalique et une quantité connue de SO^4H^2 N/1 et de MnO^4K N/1; puis on arrête brusquement l'oxydation par addition d'un excès de $C^2O^4H^2$ N/1 qui décolore MnO^4K et dissout les peroxydes de manganèse; on dose en retour par MnO^4K; on calcule le nombre d'atomes d'oxygène ayant oxydé l'acide phtalique, ou le taux d'oxydation (l'oxydation totale exigeant 15^{at} d'oxygène). Voici nos principales constatations :

1° pour MnO^4K la concentration N/4 est optimum;

2° l'augmentation de la concentration de SO^4H^2 diminue la vitesse de réaction : par exemple pour une durée totale de chauffage de 10 minutes, y compris 2 minutes d'ébullition, le taux d'oxydation est de 50 % pour un pH initial de 1,8 et 35 % pour un pH de 0,8;

3° la quantité de SO^4H^2 influe sur le taux final d'oxydation; si l'on veut obtenir l'oxydation presque totale, cette quantité doit être suffisante pour neutraliser OK^2 formé (ici environ 5^{cm^3} de N/1);

4° à chaque température correspond un palier d'oxydation rapidement atteint, puis lentement dépassé.

Nous avons obtenu une oxydation presque totale (97 %) en chauffant 2 minutes à l'ébullition 400^{cm^3} de solution renfermant 1/1000 de mol. d'acide phtalique, 100^{cm^3} de MnO^4K N/1 et 8^{cm^3} de SO^4H^2 N/1.

Nous avons enfin étudié la variation du taux d'oxydation en fonction de la température et de la durée de chauffage dans deux conditions d'acidité assez différentes, 2 ou 20^{mol} de SO^4H^2 par mol. d'acide phtalique, quantité assurant un pH initial de 1,8 ou 0,8. La technique est légèrement modifiée : à la prise d'essai de 1/2000 d'acide phtalique, additionnée de 2 ou 20^{cm^3} de SO^4H^2 N/1 et de 25^{cm^3} de MnO^4K N/1, on ajoute la quantité d'eau nécessaire pour amener à 100^{cm^3}, mais cette eau est à une température voisine de l'ébullition afin que la liqueur d'épreuve soit d'emblée au voisinage de la température recherchée. Nous indiquons ici quelques-uns des taux d'oxydation que nous avons obtenus,

1° *à pH initial 1,8 :*

Température......	45°.					60°.				75°.			Ébull.	
Durée (min.)....	0	10	20	30	60	0	3	8	30	0	5	30	0	10
Taux %........	8	9,5	29	63	70	16	32	72	75	65	70	75	74	75

Le taux d'oxydation atteint un palier de 70-75 %, palier dû probablement à la faible quantité de SO^4H^2 introduit. Ce palier est atteint immédiatement à l'ébullition, en 5 minutes à 75°, en 8 minutes à 60°, en 60 minutes à 45°. Nous avons observé un pétillement très vif, qui dure environ 2 minutes, vers 72-75°.

2° *à* pH *initial* 0,8 :

Température.....	60°.		80°.					Ébull.				
Durée (min.)...	5	20	0	4	8	30	60	0	2	5	10	20
Taux %........	3	4	1,5	36	54	87	95	19	56	64	82	90

L'oxydation, pratiquement nulle à 60°, atteint un taux de 90 % en 30 minutes à 80°, et en 20 minutes à l'ébullition. Nous avons encore observé le pétillement, mais vers 85°.

Conclusions. — 1° Le taux d'oxydation permanganique de l'acide phtalique varie énormément suivant les conditions.

2° On obtient l'oxydation presque totale avec SO^4H^2 en quantité suffisante, mais très dilué.

3° *En milieu faiblement acide*, pH initial de 1,8, l'oxydation commence vers 45°, est déjà rapide à 60°, atteint le maximum presque immédiatement à 75° et immédiatement à l'ébullition. *En milieu fortement acide*, pH initial de 0,8, l'oxydation est nulle à 60° et ne commence que vers 80°, avec une vitesse plus faible qu'en milieu faiblement acide; le maximum n'est atteint qu'après 15 à 20 minutes de chauffage à 80° ou à l'ébullition.

4° On observe un pétillement très vif vers 72° en milieu faiblement acide, et vers 85° en milieu fortement acide.

5° Il semble donc qu'il faille admettre deux mécanismes différents d'oxydation suivant l'acidité faible ou forte du milieu. La réaction primaire pourrait être : d'une part la fixation de deux hydroxyles sur une double liaison et formation d'un α-glycol dérivé du cyclohexadiène, d'autre part l'hydroxylation d'un atome d'hydrogène du noyau et formation d'acide hydroxyphtalique.

GÉOLOGIE. — *La région des Monts de Faugères. Les écailles de Cabrières (Montagne Noire).* Note [1] de M. **Bernard Gèze**, présentée par M. Charles Jacob.

A l'Est de la bande autochtone de la vallée du Jaur et de la nappe des Monts de Pardailhan [2], les terrains primaires, partiellement autochtones, mais aussi partiellement charriés, continuent à affleurer largement dans la région à laquelle je donne la dénomination générale de *Monts de Faugères*. Cette dernière s'étend approximativement depuis la cluse de l'Orb vers l'Ouest jusqu'aux environs de Cabrières à l'Est, où les terrains primaires charriés qui constituent les *écailles de Cabrières* la masquent en partie.

---

(1) Séance du 7 févrvier 1944.

(2) Cf. les Notes précédentes, *Comptes rendus*, 218, 1944, pp. 160 et 238.

La région des Monts de Faugères. — Le matériel stratigraphique comprend, en discordance sur des schistes et grès cambro-ordoviciens, des dolomies souvent gréseuses à la base et des calcaires du Dévonien, enfin des formations dinantiennes en continuité apparente.

La bordure occidentale est constituée, dans la vallée de l'Orb, par une série renversée située au-dessous de la nappe des Monts de Pardailhan. Le Dinantien s'y trouve recouvert par les formations dévoniennes et les surfaces de glissement ne sont pas rares (Mont-Peyroux).

La bordure septentrionale, essentiellement dévonienne, et qui s'appuie au Nord contre une bande de schistes et grès cambro-ordoviciens, présente une suite de plis serrés, dont l'étude n'est pas achevée. Les formations de son extrémité orientale se montrent entièrement « schistosées », aspect qui peut être dû aux pressions exercées par les écailles de Cabrières qui les ont sans doute en partie recouvertes.

Le reste de la région vers le Sud correspond à une large aire de schistes et grès dinantiens très monotones (faciès flysch), où les replis, toujours poussés au Nord, paraissent cependant nombreux. Le manteau de terrains secondaires et tertiaires empêche de préciser la nature de sa limite vers le Sud.

Les écailles de Cabrières. — Ce dernier complexe tectonique n'occupe qu'une surface relativement réduite à l'extrémité orientale de la Montagne Noire, au-dessus de la région des Monts de Faugères, mais c'est lui qui offre les plus grandes complications de détails et son interprétation demeure délicate.

Bergeron (3) y voyait une seule grande écaille de schistes siluriens et calcaires dévoniens, glissée vers le Nord au-dessus du flysch dinantien et qui allait s'encapuchonner dans le massif autochtone du Pic de Bissous, terminaison des Monts de Faugères, l'érosion ayant ultérieurement donné le découpage en lambeaux isolés que l'on peut actuellement observer. Cette interprétation demeure dans ses grandes lignes, mais il convient de la nuancer à bien des égards.

En premier lieu, *il ne s'agit pas d'une écaille unique mais d'un complexe de plis et d'écailles imbriqués*, pouvant, il est vrai, résulter du jeu relatif des éléments d'une même nappe primitive du deuxième genre. Ce jeu s'expliquerait sans doute par la présence, dans la région recouverte par la nappe, de bourrelets calcaires récifaux du Viséen supérieur autochtone ou plus vraisemblablement parautochtone. Vers le Nord, un système d'écailles (de Roquessels-Cabrières) comprend tous les lambeaux d'aspect chaotique échelonnés depuis le NE de Laurens jusqu'aux hauteurs situées entre Cabrières et Péret. Les déversements y sont spécialement intenses et il n'est pas impossible qu'il s'y trouve des débris de flancs inverses. Vers le Sud, une grande écaille (de Laurens-Vailhan) forme le Causse de Laurens, les lambeaux de Sainte-Cécile, Magrignan, Glauzy et le

(3) *Bull. Soc. géol. Fr.*, 3e série, 27, 1899, pp. 617-678 et 4e série, 4, 1904, pp. 180-194.

plateau du-Falgairas. Malgré de petites complications à sa base, elle est en général plus régulière et subhorizontale.

En second lieu, il convient de noter que *la constitution statigraphique de chacun de ces éléments n'est pas identique*. En règle générale, vers le Nord, sur une base d'Arenig, viennent directement le Dévonien et le Viséen complets, tandis que vers le Sud un Ordovicien supérieur et un Gothlandien de plus en plus puissants sont conservés sous les masses de Dévonien inférieur et localement de Dévonien moyen.

Enfin *il ne semble pas certain que le Pic de Bissous ne fasse pas lui-même partie des écailles septentrionales*. Sa série stratigraphique et sa disposition renversée sont en effet identiques à celles de certains lambeaux charriés (Tourière par exemple), et une faille importante le sépare de la zone schistosée des Monts de Faugères (Massif du Caragnas) qui ne se trouve pas dans son prolongement. De toutes façons, si l'on estime que ce pic appartient encore à l'unité sous-jacente, il est nécessaire d'admettre que, tandis que la nappe surmontait la terminaison orientale des Monts de Faugères, elle l'en décrochait entièrement et le repoussait vers le Nord sans le recouvrir.

L'origine des écailles de Cabrières ne paraît pas très lointaine. En effet le système septentrional présente les mêmes faciès que le Mont Peyroux, situé au Sud-Ouest des Monts de Faugères, et l'on peut estimer qu'il résulte de l'entraînement d'une zone comparable, localisée primitivement *une dizaine de kilomètres au Sud de son front actuel*. L'écaille méridionale pourrait cependant provenir d'une distance un peu supérieure mais qu'on ne saurait chiffrer avec précision.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Observations sur la germination des spores de quelques Filicinées*. Note de Mme **Germaine Hurel-Py**, transmise par M. Alexandre Guilliermond.

Au cours des expériences qui nous ont permis d'obtenir la culture aseptique, à partir de la spore des prothalles de *Nephrolevis cordifolia* et de *Gymnogramme calomelanos*, nous avons rencontré des difficultés pour obtenir la germination des spores de Filicinées en milieu aseptique; ceci nous a incitée à préciser les conditions de cette germination.

Pour résoudre ce problème, nous avons fait d'abord une série d'expériences préliminaires destinées à déterminer le rôle de la consistance du milieu de culture et celui de l'asepție dans la germination des spores. Nos expériences ont porté sur les espèces suivantes : *Gymnogramme calomelanos*, *Blechnum occidentale*, *Diplazium Shepherdii* et *D. Petersenii*, *Adiantum fulvum*, *Asplenium rutæfolia* et *Doodia caudata*. De toutes ces espèces nous avons prélevé des frondes fructifiées que nous avons coupées en deux longitudinalement. Ces deux moitiés de frondes ont été réparties en deux lots : le premier lot a été stérilisé par du sublimé à 2 ‰, le deuxième a été laissé tel que. Les spores recueillies

ont été ensemencées soit sur solution de Knop additionnée de son volume d'eau, soit sur la même solution solidifiée par de la gélose, soit sur la même solution imprégnant du coton hydrophile, soit enfin sur de la terre humide. Les spores stériles ont été déposées sur les milieux stérilisés, les spores non stériles sur les mêmes milieux non stérilisés. De ces expériences préliminaires nous avons tiré les conclusions suivantes :

1° les milieux liquides sont plus favorables à la germination des spores que les milieux solides;

2° les milieux gélosés sont les plus défavorables à cette germination;

3° les spores germent beaucoup moins rapidement quand on les place dans des conditions aseptiques.

La culture en milieu aseptique produit donc une action défavorable très nette sur la germination des spores. Cette action défavorable peut être attribuée à deux causes différentes : ou bien l'antiseptique employé lèse les spores qui germent ensuite plus difficilement, ou bien les spores ont besoin pour germer d'être associées à des microorganismes. Pour élucider cette question, nous avons cultivé des spores de *Gymnogramme calomelanos* et de *Blechnum occidentale* (deux espèces dont les spores germent facilement) dans les conditions suivantes :

spores non stériles sur milieux liquides non stériles,
spores stériles sur milieux liquides non stériles,
spores stériles sur milieux liquides stériles.

Nous avons employé pour ces expériences deux milieux liquides différents : du Knop; dilué comme précédemment, de l'eau ordinaire, afin de voir si ce dernier milieu ne serait pas plus favorable que le précédent à la germination des spores. Au bout d'une dizaine de jours nous avons constaté des débuts de germinations qui sont apparus dans l'ordre suivant :

Spores de *Gymnogramme* non stériles dans eau non stérile; spores de *Gymnogramme* non stériles dans Knop non stérile; spores de *Blechnum* non stériles dans Knop non stérile; spores de *Gymnogramme* stériles dans eau non stérile; spores de *Gymnogramme* stériles dans Knop non stérile; spores de *Blechnum* stériles dans Knop non stérile. Les spores de *Blechnum* sur eau et les spores de *Gymnogramme* et de *Blechnum* stériles sur milieux stériles n'ont pas germé.

De ces observations on peut tirer les conclusions suivantes :

1° les spores de *Blechnum occidentale* germent moins vite que les spores de *Gymnogramme calomelanos* dans les mêmes conditions de culture;

2° le même milieu de culture ne convient pas à la germination des spores de toutes les espèces de Filicinées; c'est ainsi que l'eau, qui n'est pas favorable à la culture des spores de *Blechnum*, paraît au contraire être très favorable à celle des spores de *Gymnogramme*;

3° l'absence de microorganismes gêne nettement la germination;

4° l'antiseptique employé, c'est-à-dire le sublimé, diminue le pouvoir germinatif des spores, ce qui explique, dans ces expériences, l'échec des cultures aseptiques. Notons toutefois que cet échec n'est pas constant et qu'il nous est arrivé d'obtenir des cultures aseptiques de *Gymnogramme calomelanos* et de *Blechnum occidentale*.

CRYPTOGAMIE. — *L'influence des émanations du radium sur le* Sterigmatocystis nigra. Note (1) de MM. **Auguste** et **René Sartory** et **Benoit Wurtz**.

Comme technique de culture, nous avons employé celle signalée par Rivalier et Seydel (2) (cultures sur lames ou sur lamelles). On a utilisé le milieu suivant :

Solution de *Czapek*	10^{cm^3}
Sulfate d'ammonium	$0^g,50$
Glucose	3^g
Gélose	$0^g,80$
Eau distillée, Q. S. pour	100^{cm^3}

Dans certaines cultures le sulfate d'ammonium a été remplacé par l'acide azotique à raison de $0^g,72$ %.

Les ensemencements sont pratiqués en surface à l'aide d'une émulsion de spores provenant de repiquages récents sur carotte. Les boîtes de Petri contenant les lamelles ensemencées sont disposées à $+37°$ et subissent l'irradiation à cette température par l'action indirecte du radium obtenue de la façon suivante : un tube de Borrel renfermant 100^{cm^3} d'eau est soumis à une irradiation de 50 millicuries au moyen de tubes employés en thérapeutique humaine. Après avoir retiré le radium, on place le tube de Borrel à l'étuve pendant une semaine environ, puis on le retire de celle-ci. A ce moment les cultures sont disposées à l'étuve; on les abandonne pendant des temps variant entre 8 heures et quelques jours. Nous donnons ci-dessous les résultats obtenus.

I. *Modifications dans la germination des spores*. — Les spores normales, d'un diamètre moyen de 2 à 3^μ, germent d'ordinaire à partir de la 7e ou 8e heure en un seul point, que l'on appelle le spore germinatif, par éclatement de leur membrane brune et cireuse. Quelques-unes germent dans deux directions souvent diamétralement opposées, mais c'est là une exception. Or, après irradiation, la grande majorité des spores germent dans deux sens diamétralement opposés, quelques-unes dans trois directions; certaines engendrent quatre filaments.

De plus les filaments issus de ces spores ne se comportent pas comme des filaments normaux : quelques-uns, presque immédiatement à la sortie de la spore, donnent naissance à un appareil reproducteur asexué parfaitement constitué.

(1) Séance du 17 janvier 1944.

(2) *Ann. Par.*, **10**, 1932, pp. 444-452; *C. R. Soc. biol.*, **110**, 1932, p. 181.

II. *Modifications dans la reproduction.* — La reproduction normale de notre organisme se fait par voie asexuée (appareil conidien). Les cultures soumises à l'irradiation présentent les anomalies suivantes : 1° au bout de 15 à 18 heures de nombreux filaments s'enroulent sur eux-mêmes, s'intriquent de manière à former une sorte de nid entouré d'ornementations buissonneuses, le tout présentant l'apparence d'un périthèce; dans le voisinage immédiat nous notons d'une façon constante la présence de gros éléments en massues provenant soit de la déformation d'un filament mycélien, soit directement de la germination d'une spore; la signification de ces éléments nous échappe; nous pouvons tout au plus formuler l'hypothèse qu'il s'agirait d'un élément copulateur; 2° au bout de 20 à 24 heures, nous retrouvons les mêmes éléments, mais, de plus, au voisinage des périthèces, on note la présence de cellules allongées (12 sur 4^{μ}), contenant des inclusions; le plus souvent ces cellules laissent échapper quatre éléments globuleux (4 sur 6^{μ}). Il semble hors de doute qu'il s'agisse là d'ascospores libérées par des asques mûrs. Les asques naîtraient eux-mêmes dans les périthèces dont certaines cellules se différencieraient; 3° dans les cultures plus âgées (24 à 26 heures), nous trouvons une quantité d'éléments en forme d'ampoules, très fortement colorés par le bleu C4B Poirier, portées par des filaments grêles. Certaines de ces ampoules ont éclaté, répandant des traînées de protoplasme. La signification de ces éléments nous échappe totalement.

Conclusion. — L'irradiation a produit sur notre organisme des modifications profondes affectant l'appareil végétatif et l'appareil reproducteur. Les premières ont déjà fait l'objet d'une Note. Les secondes ont été obtenues par des procédés plus doux. Grâce à cette technique il nous a été possible d'observer toute la série des organes qui caractérisent morphologiquement l'appareil reproducteur sexué (périthèce, asque et ascospore) d'une espèce pour laquelle l'ensemble de ces organes était inconnu jusqu'à présent.

Dans l'avenir nous espérons étayer ces conclusions par des démonstrations cytologiques faisant l'objet de recherches actuellement en cours au laboratoire.

ANATOMIE COMPARÉE. — *Interprétation du sillon pariéto-occipital du cerveau humain.* Note de Mlle **Madeleine Friant**, présentée par M. Charles Pérez.

Pour interpréter le sillon pariéto-occipital de Cunningham, il est indispensable de connaître la disposition qu'affecte un sillon important du cerveau des Mammifères, le Splénial, disposition que je vais rappeler sommairement.

Le Splénial est un long sillon recourbé qui, sur la face interne du *neopallium*, entoure, en arrière, le hile de l'hémisphère, c'est-à-dire les commissures. On admet qu'il est constitué de trois éléments, parfois séparés, qui sont, d'arrière

en avant : 1° la Calcarine [1], qui marque, par définition, la limite antérieure de l'aire visuelle ou striée; 2° l'Intercalaire, situé au-dessus du corps calleux, parallèlement à son plan supérieur; 3° le Crucial, qui, par définition, affecte, avec l'aire des cellules pyramidales (motricité volontaire), des rapports définis et constants.

Ainsi que l'a montré G. Elliot Smith, le Splénial des Primates est représenté par l'ensemble que constituent le sillon appelé *Calloso-marginal* (correspondant, au point de vue topographique, à l'Intercalaire) et la Calcarine, généralement indépendante du Calloso-marginal, bien développée chez les Lémuriens et chez l'Homme, très réduite chez les Singes. Quant au Crucial, il n'existe pas, et l'aire des cellules pyramidales est située en avant du Central (Rolando), sillon de complication en rapport avec la forme subsphérique du cerveau.

A la Calcarine s'ajoute, chez les Primates, un prolongement postérieur qui se branche sur elle, c'est la Rétrocalcarine, dont la présence est liée au développement du lobe occipital. Les Mammifères autres que les Primates, qui n'ont pas de lobe occipital, n'ont pas non plus de Rétrocalcarine; on en trouve cependant une ébauche chez quelques Carnassiers arctoïdes (Ours, Otarie), dont le cerveau, plus sphérique que celui des Canidés par exemple, tend à présenter un lobe occipital.

Il convient de noter que la Calcarine des Indrisidés, parmi les Lémuriens,

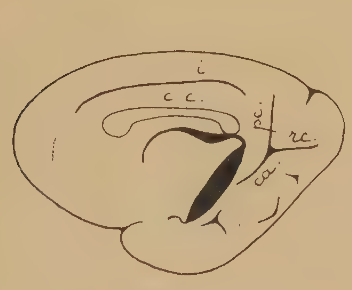


Fig. 1.



Fig. 2.

Fig. 1. — Face interne de l'hémisphère cérébral droit d'un *Propithecus Verreauxi Coquereli* A. Grand., rapporté, en 1939, de Madagascar par M. R. Jeannel. *ca*, Calcarine; *rc*, Rétrocalcarine; *pc*, Paracalcarine; *i*, intercalaire (sillon calloso-marginal); *c. c.*, corps calleux. G. N.

Fig. 2. — Face interne de l'hémisphère cérébral droit d'un fœtus humain, au début du septième mois de la vie intra-utérine (Hôpital Saint-Vincent-de-Paul, janvier 1944). *ca*, Calcarine; *rc*, Rétrocalcarine; *pc*, Paracalcarine (sillon pariéto-occipital de Cunningham). Un pli de passage profond sépare en général, chez l'Homme, la Paracalcarine de la Calcarine. Noter la flexion télencéphalique et le développement du lobe occipital beaucoup plus considérable que chez le Propithèque. G. N. × 2/3.

semble parfois se continuer directement avec le reste du Splénial, comme chez les Carnassiers; parfois aussi elle se prolonge, vers le haut, par un sillon nettement séparé de l'Intercalaire (*fig.* 1). Avec G. Elliot Smith j'ai nommé

(1) Dont le nom vient de ce que, chez l'Homme, un prolongement profond et postérieur de cette partie du Splénial détermine, à l'intérieur de la corne occipitale ventriculaire, une saillie appelée *calcar* ou ergot de Morand.

ce sillon *Paracalcarine* (Mlle M. Friant, *Revue anthropologique*, oct.-déc. 1940, p. 257). Il s'agit évidemment là d'une partie de Splénial qui existe aussi chez la plupart des autres Lémuriens et des Singes.

La Calcarine, la Rétrocalcarine et la Paracalcarine constituent ce que l'on appelle généralement, le Complexe calcarin, dont l'aspect est celui d'un lambda couché.

Chez l'Homme la face interne de l'hémisphère présente, au niveau du lobe occipital, un grand nombre de sillons. Pour comprendre la morphologie du complexe calcarin, il est indispensable d'étudier un stade de son évolution ontogénique.

Au septième mois de la vie intra-utérine (*fig.* 2), on voit, nettement marqués, la Calcarine, la Rétrocalcarine et un sillon qu'avec D. J. Cunningham (*Royal Irish Academy*, 1892, p. 32) on nomme habituellement *sillon pariéto-occipital*. La comparaison de ce cerveau fœtal avec un cerveau d'Indrisidé adulte me permet d'affirmer que le sillon pariéto-occipital de l'Homme correspond à la Paracalcarine des Lémuriens et fait, indubitablement, partie du Splénial.

Chez les Mammifères le Splénial comporte donc, en principe, quatre éléments : Calcarine, Paracalcarine, Intercalaire, Crucial (la Rétrocalcarine étant spéciale aux Primates), au lieu de trois qu'on admettait jusqu'ici.

Au huitième mois de la vie intra-utérine, la région pariéto-occipitale du cerveau humain se complique : la Paracalcarine s'allonge et, chez l'adulte, se termine dans une fosse profonde, la fosse pariéto-occipitale, qui me reste à à interpréter : à son niveau existe, entre autres, un sillon nommé jusqu'ici *Paracalcarine*, qui n'est pas l'équivalent de la Paracalcarine telle que je viens de la définir.

BIOLOGIE. — *Lois de la croissance larvaire chez quelques Coléoptères.*
Note de Mlle **Georgette Beaumont**, présentée par M. Maurice Caullery.

La courbe de croissance pondérale des larves d'Insectes holométaboles présente une allure générale exponentielle, avec des irrégularités en relation avec chacune des mues. Lorsqu'on envisage seulement : 1° le poids de l'animal à l'éclosion; 2° les poids mesurés immédiatement après chaque mue; 3° le poids de la larve immédiatement avant la mue nymphale, c'est-à-dire les poids à des époques de la vie où le tube digestif est vide, on obtient une courbe de croissance régulière. Si l'on porte en ordonnées les logarithmes des poids de l'insecte à ces stades privilégiés et en abscisses les temps correspondants, les points obtenus s'alignent sur une droite, dont la pente (accroissement journalier du logarithme du poids) définit l'activité de la croissance et peut être appelée *taux de croissance* de l'espèce dans les conditions particulières de l'élevage.

J'ai étudié ce taux de croissance chez trois espèces de Chrysomélides :

Agelastica alni Redt., élevée, à la température constante de 20°, sur l'aulne d'une part, sur le noisetier d'autre part ; *Lina populi* L. et *Lina tremulæ* L., élevées sur le peuplier noir, à 20° et 30°. Le développement des trois espèces comporte deux mues larvaires et, dans chaque espèce, les trois âges larvaires ont des durées sensiblement égales : 6 jours 1/2 chez *A. alni*, 3 jours chez *L. populi*, 3 jours 1/2 chez *L. tremulæ* à 20°. Les taux de croissance sont les suivants :

Agelastica alni, sur Aulne, à 20°	0,1
» Noisetier à 20°	0,06
Lina populi, à 20°	0,23
» *tremulæ*, à 20°	0,21
» *populi*, à 30°	0,30
» *tremulæ*, à 30°	0,24

1° A une température donnée (20°), le taux de croissance est un *caractère spécifique*.

2° Les différences spécifiques dans le taux de croissance peuvent traduire, soit des propriétés intrinsèques des espèces, soit simplement leur degré d'adaptation à leur nourriture habituelle. L'alimentation au noisetier, qui permet rarement le développement complet *d'Agelastica alni*, assure la croissance larvaire, mais avec un taux de croissance notablement diminué, lié à une augmentation de la durée des âges et à une diminution du gain pondéral entre deux mues consécutives. Des larves nourries au noisetier pendant leur premier âge, puis replacées sur l'aulne, reprennent leur taux de croissance normal.

3° *Le nombre des mues* est, chez les Chrysomélides, un caractère spécifique que les conditions de température et d'alimentation ne peuvent modifier. Mais ce caractère paraît être indépendant des autres caractéristiques de la croissance larvaire. *Agelastica* et *Lina* ont le même nombre de mues; mais, chez *Lina*, la durée de chaque âge est plus courte et l'accroissement correspondant à chaque âge est plus grand. Les taux de croissance des deux formes sont très différents et il en est de même de leurs *marges de croissance;* le rapport du poids de l'imago au poids de l'œuf est de 60 chez *Agelastica alni*, de 160 chez *Lina*.

4° *Lina populi* et *L. tremulæ* sont deux espèces morphologiquement très voisines, ayant même régime alimentaire, mais de tailles légèrement différentes. Le rapport des poids des deux espèces aux stades morphologiques correspondants reste sensiblement constant (1,5) et la marge de croissance est à peu près la même dans les deux espèces. Les taux de croissance montrent une légère différence à l'avantage de la grande espèce (*L. populi*). La différence entre les tailles spécifiques est donc imputable à la taille des œufs. Les relations génétiques entre ces deux espèces paraissent différentes de celles qui existent entre les deux espèces de *Timarcha* étudiées par M. Abeloos [1], où la différence

---

[1] *Trav. stat. Zool. Wimereux*, XIII, (vol. jub. M. Caullery), 1939, p. 1.

initiale de taille des œufs s'accentue progressivement au cours du développement, la grande espèce ayant une marge de croissance plus grande que la petite.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Action du propionate de testostérone sur l'organogénèse du tractus génital chez* Rana temporaria *L.* Note de M. **Louis Gallien**, présentée par M. Maurice Caullery.

J'ai eu l'occasion de montrer précédemment ([1]) que le propionate de testostérone injecté à des têtards, puis à de jeunes individus de *Rana temporaria*, entraînait, chez des animaux âgés de trois à six mois, le développement d'une callosité caractéristique. Dans les mêmes séries expérimentales, la même hormone mâle entraîne de profonds bouleversements dans l'organogénèse du tractus génital interne, canaux de Wolff et canaux de Müller.

Si l'on considère un animal témoin âgé de six mois, on constate que le tractus génital est représenté par une double ébauche : deux canaux femelles, les canaux de Müller, qui, latéralement, sous forme d'un mince cordon blanchâtre, s'étendent de la région correspondant à l'ancien pronéphros jusqu'au cloaque, sans toutefois déboucher encore dans celui-ci et une paire de canaux de Wolff fonctionnels, situés dans le mésonéphros, au long de la bordure externe de celui-ci. Ces canaux, au débouché du rein, s'élargissent un peu, se rapprochent l'un de l'autre, pour venir s'ouvrir isolément dans le cloaque. Ce double système se réalise dans les deux sexes, avec un égal développement à cet âge, qui traduit un état d'ambisexualité somatique extrêmement net.

L'introduction d'hormone mâle (propionate de testostérone) dans de jeunes animaux, modifie profondément la destinée de ces ébauches.

L'expérience type est la suivante :

Chaque animal traité reçoit, pendant la durée du stade têtard, et en trois injections, environ $0^{mg},10$ de propionate de testostérone en solution huileuse titrée à 10^{mg} pour 1^{cm^3}, puis, après la métamorphose, quatre nouvelles injections (53, 79, 104 et 166e jour), soit environ $0^{mg},7$ d'hormone. Je montrerai que ce sont ces dernières injections qui sont actives.

L'autopsie, pratiquée au sixième mois, révèle à l'examen microscopique deux faits :

1° on ne voit aucune trace des canaux de Müller;

2° le segment cloacal des canaux de Wolff se présente de chaque côté, comme une volumineuse ampoule turgescente à paroi godronnée et parfois pigmentée.

Ces faits sont constants chez tous les animaux ayant subi le traitement masculinisant après la métamorphose. L'anatomie microscopique confirme ces observations.

Tout au long du trajet qu'aurait dû suivre l'ébauche müllerienne, il existe

([1]) *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 551.

un épithélium uni et mince. Tout le territoire, qui avait une valeur prospective femelle, a disparu. L'action inhibitive de l'hormone mâle a été totale. Le canal de Wolff, par contre, subit un développement hypertrophique, qui s'amplifié progressivement de l'extrémité antérieure du mésonéphros jusqu'à la région cloacale. C'est le calibre du canal qui s'accroît, mais sa paroi reste d'une épaisseur normale.

Le tableau ci-dessous traduit ces faits en valeurs numériques. J'ai choisi, d'une part, un animal témoin standard, d'autre part, les moyennes fournies par deux animaux traités et présentant l'aspect général observable dans ces expériences. Pour évaluer le calibre du canal de Wolff en un certain nombre de niveaux caractéristiques, j'ai convenu de prendre la moyenne de ses deux axes principaux exprimés en microns. C'est ce qu'exprime le premier nombre; le second, inscrit entre parenthèses, exprime le nombre de noyaux comptés dans une coupe choisie au niveau considéré.

	Segment mésonéphritique.					Segment cloacal.	
	Origine.	1/3 avant.	Milieu.	1/3 arrière.	Fin.	Milieu.	1/3 arrière.
Témoin	45 (23)	45 (20)	67 (23)	70 (30)	105 (75)	135 (80)	92 (47)
Animaux traités...	41 (15)	58 (22)	76 (40)	120 (81)	248 (183)	425 (264)	131 (70)

L'hypertrophie du canal de Wolff dans sa région postérieure fait, à première vue, penser à la vésicule séminale qu'on observe chez l'adulte, mais, chez celui-ci, la vésicule séminale est une dilatation aplatie latéro-externe du canal de Wolff. Elle est bien définie et n'intéresse pas la région mésonéphritique du canal. Dans les expériences relatées ici, c'est tout le canal qui est distendu également et progressivement d'avant en arrière, cependant que sa section reste sensiblement circulaire. Je ne crois pas qu'on puisse homologuer exactement l'hypertrophie obtenue avec la formation d'une vésicule séminale.

J'ai obtenu cette hypertrophie wolffienne et l'involution müllerienne dans trois séries expérimentales avec des degrés divers :

1° dans le cas où les animaux ont subi un traitement masculinisant continu depuis l'éclosion, jusqu'à l'autopsie (sixième mois et au delà);

2° lorsque ce traitement a été commencé seulement après la métamorphose et maintenu jusqu'à six mois;

3° dans les traitements combinés antagonistes (mâle → femelle, et surtout femelle → mâle), lorsque l'action masculinisante l'emporte.

En résumé, l'action de l'hormone mâle (propionate de testostérone) agissant dans les quatre mois qui suivent la métamorphose, se traduit par une hypertrophie considérable du segment postérieur du canal de Wolff, sans toutefois changer l'aspect de sa paroi et par une inhibition totale de l'ébauche müllérienne. Dans ces expériences l'action masculinisante sur les territoires mâle et femelle est homologue.

CHIMIE THÉRAPEUTIQUE. — *Traitement de la syphilis par des dérivés de la phényldichlorarsine.* Note [1] de M. **Antoine Mouneyrat**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dès 1932 un nouveau dérivé arsenical, appartenant au groupe des arsénoxy, fut employé en Amérique, dans le traitement de la syphilis à toutes ses périodes, à la dose de $0^{g},060$ par injection, pour un sujet normal (60^{kg}).

En 1943, Durel, avec Payenneville et Mlle Allinne, a étudié le même arsénoxy que les Américains et le chlorhydrate de la dichlorarsine correspondante et a donné comme dose maxima par injection, $0^{g},12$, soit 2^{mg} par kilogramme.

Dès 1938, nous inspirant des travaux américains, nous avons commencé l'étude chimique, bactériologique et clinique des arsénoxy. Nous nous sommes vite aperçu qu'il était parfois assez difficile d'obtenir ces corps dans un état de pureté absolue. Nous avons alors pensé qu'au lieu d'utiliser les arsénoxy eux-mêmes, on pouvait se servir de dérivés plus faciles à préparer à l'état pur et qui, par dissolution dans l'eau alcaline, engendrent extemporanément les arsénoxy. Les dichlorarsines réunissent ces conditions; nous en avons préparé un certain nombre, dérivées de la phényldichlorarsine. Nous les indiquerons ailleurs.

Nous avons étudié, chez la Femme, l'action antisyphilitique du chlorhydrate de 4-hydroxy-3-aminophényldichlorarsine pur.

On sait que les lésions syphilitiques disparaissent d'autant plus rapidement et plus sûrement que la dose de dérivé arsenical tréponémicide injecté est plus élevée.

La mise au point de dérivés arsenicaux qui nous permettront d'injecter, sans danger, de hautes doses d'arsénoxy, par exemple $4^{mg},5/kg$ de poids vif, au lieu de $1^{mg}/kg$, présente un intérêt capital. C'est ce dernier résultat que nous avons atteint; nous sommes arrivé à injecter, sans danger, jusqu'à $0^{g},27$ d'arsénoxy chez la femme normale (60^{kg}), en une seule injection intraveineuse, cette injection étant faite en 40 à 60 secondes.

Nous avons vu en effet que l'arsénoxy naissant obtenu par dissolution de la dichlorarsine correspondante, dans une solution aqueuse de bicarbonate de sodium, est toléré à des doses deux fois et quart plus élevées que ce même arsénoxy préparé d'avance et conservé en ampoules scellées. Cette tolérance de l'organisme humain pour l'arsénoxy préparé extemporanément, non isolé de sa solution aqueuse et injecté immédiatement dans les veines du malade, est le fait nouveau important que nous voulons faire connaître.

Les résultats cliniques obtenus avec ces doses élevées sont meilleurs que ceux fournis par les doses de 10^{cg} d'arsénoxy préconisées par les auteurs précé-

(1) Séance du 24 janvier 1944.

dents. Ces constatations font que certaines dichlorarsines, dérivées de la phényldichlorarsine, sont des *agents prophylactiques de premier ordre*, nettement supérieurs aux arsénobenzols.

En prenant comme exemple le chlorhydrate de 4-hydroxy-3-amino-phényldichlorarsine, voici comment nous opérons.

Nous déterminons le poids du malade. Supposons 60^{kg}; nous nous assurons qu'il n'a ni insuffisance cardiaque ou hépatique grave, ni albumine dans les urines.

Ayant trouvé que la dose optima de dichlorarsine à injecter chez la femme normale est de $0^g,0045$ ($4^{mg},5$/kg) et par injection intraveineuse, la dose globale maxima par injection est $60 \times 0,0045 = 0^g,27$.

Chez l'adulte la première injection intraveineuse sera de $0^g,10$, la malade étant maintenue à jeun 3 heures avant et 3 heures après l'injection; le lendemain, on injectera dans les mêmes conditions $0^g,14$, le surlendemain $0^g,16$ et le 4e jour $0^g,18$. Ensuite une injection tous les 2 jours, en augmentant de 2^{cg} à à chaque piqûre, jusqu'à ce que l'on ait atteint la dose maxima, soit $0^g,27$ pour pour un sujet de 60^{kg}; dose maxima qu'on répétera tous les 2 jours, jusqu'à ce que la malade ait reçu 15 à 16 injections, soit au total $3^g,39$ de dichlorarsine. Nous conseillons, quel que soit le poids de la malade, de ne pas dépasser 28^{cg} comme dose maxima à chaque piqûre.

De l'ensemble de nos observations nous pouvons conclure que le pouvoir tréponémicide de certains dérivés de la phényldichorarsine est supérieur à celui des arsénobenzols correspondants.

Sous l'influence du traitement chlorarsinique, les tréponèmes disparaissent rapidement des lésions syphilitiques, lesquelles se cicatrisent dans un temps plus court qu'avec les arsénobenzols.

En ce qui concerne les phénomènes d'intolérance, ce sont les troubles digestifs (nausées et vomissements) qui occcupent la première place. Ces vomissements ne sont pas une contre-indication à l'augmentation des doses, parce que, fréquemment, ils disparaissent aux doses supérieures. Pour éviter ces troubles digestifs, il faut recommander aux malades de venir l'estomac vide aux piqûres et d'attendre après celles-ci trois heures pour manger.

Lorsque l'on atteint la dose de $3^{mg},5$ à 4^{mg}/kg de chlorarsine par injection, quelques malades, dès la fin de la piqûre, ou quelques minutes après, accusent une saveur poivrée et de légers picotements au niveau des yeux et des gencives; ces troubles, qui durent environ 1/4 d'heure, sont insignifiants et très tolérables.

Avec ces dosages élevés, nous n'avons jamais observé ni crise nitritoïde, ni érythrodermie, ni aucun accident grave quelconque. Sous l'influence du traitement la majorité de nos malades a augmenté de poids.

A 15^h15^m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 15^h45^m. **A. Lx.**